

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*
Discipline ou spécialité : *Astrophysique*

Présentée et soutenue par Aurélie Fumel
Le 19 octobre 2011

Titre :

Astérosismologie des étoiles pré-séquence principale de masse intermédiaire (étoiles Ae de Herbig) par une approche spectroscopique de haute résolution

---

JURY

Pr. Michel Rieutord	IRAP, Université de Toulouse	Président
Dr. Patrick de Laverny	Observatoire de la Côte d'Azur	Rapporteur
Pr. Francesco Palla	INAF, Osservatorio Astrofisico di Arcetri	Rapporteur
Dr. Claude Catala	LESIA, Observatoire de Paris	Examinateur
Pr. Marc-Antoine Dupret	Département AGO, Université de Liège	Examinateur
Dr. Eric Michel	LESIA, Observatoire de Paris	Examinateur
Dr. Torsten Böhm	IRAP, Université de Toulouse	Directeur de thèse

---

Ecole doctorale : *SDU2E*
Unité de recherche : *Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP)*
Directeur(s) de Thèse : *Dr. Torsten Böhm*

Résumé

Les étoiles Ae/Be de Herbig sont des étoiles pré-séquence principale (PMS) de masse intermédiaire présentant des signes d'une activité intense et de forts vents stellaires, dont l'origine n'a pas encore pu être expliquée dans le cadre des théories actuelles d'évolution stellaire. De plus en plus de preuves tendent à indiquer que la source énergétique alimentant cette activité pourrait être d'origine interne. Il est donc essentiel d'extraire des informations sur la structure interne des étoiles de Herbig par le biais de l'astérosismologie, c'est-à-dire l'observation, l'analyse et la modélisation des fréquences et des modes d'oscillations des étoiles variables pulsantes. Une telle étude implique de caractériser et de contraindre la bande d'instabilité PMS théorique que les étoiles de Herbig traversent pendant leur contraction vers la séquence prinicipale, par l'observation et l'étude astérosismique du plus grand nombre possible d'étoiles Ae de Herbig pulsantes.

L'objectif de cette thèse est de contraindre la bande d'instabilité PMS par l'observation et l'analyse de spectres de haute-résolution spectro-temporelle d'un échantillon d'étoiles Ae de Herbig. Le cas de l'étoile prototype HD 104237 a été étudié plus particulièrement, ce qui nous a permis d'en effectuer une analyse et une modélisation astérosismique complète.

La détermination des paramètres fondamentaux de HD 104237 a nécessité le développement d'un code numérique de normalisation spectrale spécifique, tenant compte de la binarité et de l'activité de cette étoile, le but étant d'augmenter le signal sur bruit par sommation des spectres d'une nuit. Un traitement statistique rigoureux a permis, par comparaison des largeurs équivalentes observées avec celles d'une grilles tri-dimensionnelle de spectres synthétiques, de déterminer la température effective, la gravité de surface et l'abondance du Fe, à savoir 8550 ± 150 K, 3.9 ± 0.3 et -4.38 ± 0.19 respectivement (niveau de confiance : 68.3%). L'étude des variations de profil de raies basées sur des séries temporelles de profils équivalents (LSD) a confirmé la présence d'oscillations multi-périodiques et mis en évidence des pulsations non-radiales de bas degré ℓ pour la première fois dans cette étoile. L'application de la méthode Fourier 2D a permis d'identifier pour

le mode dominant un degré ℓ de 1 ou 2. Cette identification, pas assez contraignante, nous a conduit, lors de la modélisation astérosismique adiabatique des oscillations de HD 104237, à un grand nombre de solutions possibles. Deux types de solutions émergent. Avec 8 fréquences, les modèles dont les paramètres sont en accord avec ceux déterminés par l'observation impliquent des modes d'ordre radial trop élevé pour être excité par un mécanisme κ standard pour les variables de type δ Scuti. Avec 5 fréquences, il est possible de trouver des modèles satisfaisant aux observables et dont les modes de pulsation sont d'ordre radial suffisamment bas pour envisager un mécanisme de type κ.

Des observations spectroscopiques de haute résolution effectuées avec le spectrographe HARPS sur quatre étoiles de Herbig ont permis de confirmer le caractère pulsationnel de deux d'entre elles : V1247 Ori et HD 35929. Des pulsations multi-périodiques incluant des modes non-radiaux ont été détectées dans les spectres de V1247 Ori et un mode de pulsation non-radiale a été mis en évidence dans ceux de HD 35929.

Notre étude a montré que des modes non-radiaux sont observés dans de nombreuses étoiles Ae de Herbig situées dans différentes régions de la bande d'instabilité PMS. En outre, HD 104237, située bien au-delà du bord bleu de cette bande d'instabilité, présente des pulsations non-radiales. Une étude non-adiabatique de ses modes de pulsation est nécessaire pour faire un pas de plus dans la compréhension du mécanisme d'excitation de ses oscillations. A ce stade, aucune tendance claire du comportement pulsationnel des étoiles Ae de Herbig en fonction de leur position dans ou à proximité de la bande d'instabilité n'a été mis en évidence. Une meilleure connaissance des paramètres fondamentaux de l'échantillon d'étoiles observées avec HARPS ainsi qu'une recherche de fréquences et une identification de modes basées sur de plus longues séries temporelles de ces étoiles sont nécessaires pour caractériser la bande d'instabilité.

Abstract

Herbig Ae/Be stars are pre-main sequence (PMS) stars of intermediate mass showing signs of intense stellar activity, variability and winds. The origin of their tremendous activity is still not understood in the frame of current theoretical evolutionary models for PMS stars. As of today, growing evidences tend to indicate that the energy needed to produce this activity might be of internal origin, but no definite answer has been provided. It is a major concern for testing young stellar evolutionary theory to solve this still open question about HAeBe stellar activity, by constraining the internal structure of these objects using asteroseismic techniques, i.e. the observation, analysis and modeling of stellar pulsation frequencies and modes. Such a study implies characterising and constraining the theoretical PMS instability strip that Herbig stars cross for a significant fraction of their evolution to the main sequence. This can be done through observation and asteroseismic analysis of the largest number of pulsating Herbig stars.

The purpose of this thesis work is to constrain the PMS instability strip through the observation and the analysis of high-resolution spectra of a Herbig Ae stars sample. More especially, we focused on the prototype Herbig Ae star HD 104237, by carrying out a comprehensive and thorough analysis and modelling of this star.

The determination of the HD 104237 fundamental parameters required the development of a specific spectral normalisation numerical program, taking into account the binarity and activity of this star, in order to increase the signal to noise ratio by adding the spectra of a whole night. A rigorous statistical treatment enabled me, by comparing line equivalent width from the observed spectra to those of a tridimensional grid of synthetic spectra, to determine the effective temperature, the surface gravity and the iron abundance, namely 8550 ± 150 K, 3.9 ± 0.3 et -4.38 ± 0.19 respectively (confidence level : 68.3%).

The study of the photospheric line profile variations, based on time-series of equivalent profiles (LSD profiles), confirmed the presence of multi-periodic oscillations and enabled to find non-radial pulsations of low-degree ℓ for the first time in this star. The use of the 2D Fourier Method enabled me to identified the dominant mode as a $\ell = 1$ or 2

degree mode. This little-restrictive identification led us to many possible solutions during the adiabatic asteroseismic calculations of the oscillations of HD 104237. Two kinds of solutions emerged. When we modelled all detected frequencies, the models whose parameters are in agreement with those determined from observations implied modes of radial order too high to be excited by a standard δ Scuti type κ mechanism. On the other hand, when modelling the most confident frequencies, I found models fulfilling observations and whose pulsation modes are of low enough radial order for a standard δ Scuti type κ mechanism to be at work.

High-resolution spectroscopic observations, carried out with the HARPS spectrograph, of four other Herbig stars confirmed the pulsational characteristics of two of them : V1247 Ori et HD 35929. Multi-periodic oscillations including non-radial modes have been detected in the spectra of V1247 Ori and one non-radial pulsation has been found in those of HD 35929.

Our study has showed that non-radial modes can be observed in numerous Herbig Ae stars located in various areas of the PMS instability strip. Besides, HD 104237, located well beyond the blue edge of this instability strip, present non-radial pulsations. Non-adiabatic asteroseismic calculations are necessary to get ahead with the comprehension of the excitation mechanism of its oscillations. So far, no clear trend in the pulsational behaviour of Herbig Ae star as a function of their position in or close to the PMS instability strip has been found. A better knowledge of the fundamental parameters of the star sample observed with HARPS and a search for frequencies and a mode identification based on longer time-series of these stars are needed to characterize the PMS instability strip.

Remerciements

Merci à Torsten de m'avoir donné l'opportunité de travailler sur les étoiles de Herbig, ce fut à la fois un travail et un défi enrichissants. Merci également de m'avoir offert la chance de pouvoir partir quelques jours à l'Observatoire de la Silla, au Chili, pour travailler sur HARPS. Cette aventure scientifique s'est révélée une expérience forte et fascinante et la symbolique et la quiétude du lieu m'apaisent encore quand j'y pense.

Un tout grand merci aux membres de mon jury, Patrick de Laverny, Francesco Palla, Claude Catala, Eric Michel, Michel Rieutord et Marc-Antoine Dupret, d'avoir pris le temps de me lire, de m'écouter et d'échanger avec moi. Leur expérience a apporté de la profondeur à mon travail et leurs questions et commentaires l'ont mis en perspective, et je leur suis reconnaissante de cela.

A cet aboutissement de mon parcours scolaire puis universitaire que représente la soutenance de ma thèse, j'ai une pensée pour ma professeur de physique de Première au lycée Pierre Beghin de Moirans, Madame Fusillier, dont l'intérêt pour cette discipline fut communicatif et grâce à qui j'ai vu pour la première fois "en vrai" un télescope (même si à l'époque, ce fut pour observer le Vercors, horaires de classe diurnes obligent).

Après mon baccalauréat scientifique, à cette période où de multiples possibilités de formation s'offrent à nous, j'ai effectué deux années très intéressantes en médecine puis en filière biologie. Lorsque je me suis rendue compte que le seul laboratoire dans lequel je ne me sentirai jamais à l'étroit est l'Univers, j'ai eu le privilège et la chance de croiser la route de Manuel Forestini, astrophysicien passionné, qui était à l'époque directeur du Département Scientifique Universitaire de l'Université Joseph Fourier de Grenoble. Grâce à sa disponibilité et sa gentillesse, ses conseils et son enthousiasme, je me suis lancée dans la physique, en attendant patiemment l'astrophysique. Je suis heureuse qu'il m'ait encouragée à le faire et si j'en suis là aujourd'hui, c'est aussi grâce à lui. Pour cela je le remercie, et parce qu'il nous a quitté bien trop tôt, je lui rends hommage.

Un merci sincère et chaleureux à Gilles Fontaine, de l'Université de Montréal, où j'ai eu la chance de passer un an. Gilles, le meilleur cours d'astrophysique que j'ai eu l'occasion de suivre était sans hésitation le tien : donné avec rigueur et passion, patience, générosité et humilité. Il est rare et précieux d'apprendre auprès de quelqu'un de bon, dans tous les sens du terme, et je l'ai apprécié, de même que toutes les conversations que nous avons eues ensemble.

Merci à Sylvie Roques pour son oreille attentive aux doctorants, même en jonglant avec les responsabilités et avec un emploi du temps surchargé. Merci à Alexandre Beaudrimont et à Dominique Lullier, qu'il était toujours un plaisir d'avoir comme interlocuteurs et qui font, selon moi, un travail remarquable. Merci à Patrick Mascart et à Marie-Claude Cathala pour le travail qu'ils réalisent pour l'Ecole Doctorale.

Une pensée pour Katia, avec qui il fut très agréable, intéressant et reposant de discuter, sur des sujets très éclectiques ! Merci à François Lignières, à Thierry Roudier et, de nouveau, à Sylvie Roques pour le petit "coup de pouce" final.
Merci à Hervé Carfantan d'avoir eu la gentillesse et la patience de m'expliquer ce que les articles ne font trop souvent que survoler concernant le χ^2. Dans ma démarche de rigueur, il m'a été d'une précieuse aide.
Jérôme, merci pour ton écoute et pour tes lumières, pour le temps que tu m'as donné quand je t'ai sollicité et pour la bienveillance et la pédagogie de tes réponses, que j'ai toujours trouvées instructives et enrichissantes.

Ma gratitude va également à Nicolas Grevesse, qui a partagé avec moi son expérience sur les calculs d'abondances, m'a donné son avis sur mes calculs de paramètres de fondamentaux quand je m'arrachais les cheveux et me perdais dans le domaine des possibles, et a eu la gentillesse de relire mes chapitres relatifs à ces sujets.
Je te suis reconnaissante, Marc-Antoine, de m'avoir accueillie à l'Institut AGO de l'Université de Liège pour la fin de ma thèse. La collaboration que nous avons développée dans le cadre de la modélisation des oscillations des étoiles de Herbig a été un véritable plus pour mon travail de thèse, sans quoi il eut été incomplet, et a eu comme effet salutaire de doper ma motivation finale. Tu n'imagines pas à quel point cela a été important pour moi, et je te remercie.
Et merci aux personnes de l'institut AGO pour leur accueil souriant.

Merci aux doctorants, ex-doctorants, post-doctorants, (potentiels) futurs doctorants de tous bords, pour leurs coups de pouce, leurs coups de blues, leurs coups de gueule : Matthieu, Fabrice, Truswin, Michael, Julien, Thomas (Thomas, merci pour les patientes réponses à mes questions informatiques, même les plus évidentes), Jules (et le casse-tête des fichiers FITS et de la normalisation sur un air de LUDI), Alice, Audrey, Sébastien...

Avec vous, on se sent moins seul et mieux armé face à la bête nommée thèse !
Une pensée particulière pour Marion et Valérie, qui sont devenues des copines, avec qui les bonnes séances de « papote » avaient un effet délassant et presque thérapeutique.
Un clin d'oeil particulier aussi à Pascal Petit et nos longues discussions (notamment mes longs monologues... tu as survécu, toutes mes félicitations !). A Michael, notre amitié, nos bavardages et nos (très) nombreux fous-rire. Michael, je te souhaite le meilleur pour l'avenir. Et à court-terme, je te souhaite en particulier une belle fin de thèse : tu l'as méritée (et elle t'attend impatiemment). Enfin, une pensée toute spéciale à Simon, mon compagnon de bureau et de galère, avec qui il fut un réel plaisir de partager mon quotidien de doctorante. Pascal (Blaise Pascal, pas Pascal Petit) disait : « Le nez de Cléopâtre, s'il eût été plus court, la face du monde en eût été changée. » et moi je dis « Simon, s'il eut été absent, la farce de ma thèse en eut été changée. ».

Mes derniers mots seront pour mes amis et ma famille.

Mon Bibi, fidèle au poste et toujours prêt (et appui logistique inestimable de ma fin de thèse), et avec entrain et bonne humeur s'il vous plaît ! Je me réjouis que la LUDI nous ait présentés et que notre amitié s'inscrive dans la durée.

Rim, quelle belle rencontre. Et quel plaisir de t'avoir eu tous les jours à mes côtés pendant cette thèse. Les choses les plus précieuses étant aussi les plus complexes, il serait difficile d'exprimer ici à quel point notre amitié est importante et combien elle a compté dans la réussite de ces dernières années. Mais tu le sais...

Mehdi, une étape de plus franchie dans notre belle amitié. De mon côté comme du tien, et je nous en félicite ! Bravo Docteur Bouabid. Et je n'imagine pas ma réussite sans t'y associer, toi qui as toujours été là pour moi depuis que nous sommes amis.

Un grand merci aux membres de la famille Lilien, pour leur intérêt, leur curiosité, leur gentillesse et leur soutien, qui me firent chaud au coeur pendant les derniers mois, somme toute éprouvants, de ma thèse.

A mes parents, Monique et Gérard Fumel : je me suis construite avec vous et grâce à vous, alors cet aboutissement est aussi le vôtre. Il n'existe pas de mode d'emploi pour être parents, mais je pense que vous n'avez à rougir de rien. En particulier, vous avez su stimuler et alimenter cette curiosité qui est la base de tellement de chose, et qui n'est certainement pas un vilain défaut. Une belle pensée pour mon frère et ma soeur, Johan et Elise.

A Alexandre, mon compagnon, mon alter ego, mon phare, ma locomotive, mon incorruptible, et bien plus...

Table des matières

Introduction **1**

I Les étoiles Ae/Be de Herbig 9

1 Les étoiles Ae/Be de Herbig, étoiles pré-séquence principale dont l'activité pose question **11**

1.1 Définition et caractéristiques générales du groupe 13
1.1.1 Caractéristiques générales 13
1.1.2 Une activité intense d'origine mal comprise 16
1.1.3 Sonder les intérieurs des étoiles Ae de Herbig par l'astérosismologie 18

2 Base de données spectroscopiques à haute résolution spectro-temporelle **21**

2.1 Présentation générale de l'étoile HD 104237 23
2.1.1 Travaux antérieurs sur ses paramètres fondamentaux 23
2.1.2 Travaux antérieurs sur la sismologie de cette étoile 28
2.1.3 Résumé et perspectives 30
2.2 Observations spectroscopiques à haute résolution spectro-temporelle . . . 31
2.2.1 Observations spectroscopiques de l'étoile HD 104237 et réduction de données 31
2.2.2 Elaboration d'un catalogue d'étoiles Ae/Be de Herbig 36
2.2.3 Observations HARPS 36

II Développement d'outils numériques pour l'analyse spectroscopique 45

3 La formation des spectres stellaires : rappels théoriques **47**

3.1 La photosphère stellaire 49

3.1.1 Définition 49
3.1.2 De la validité de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local dans une photosphère stellaire 50
3.1.3 Approximation des gaz parfaits dans les atmosphères stellaires . . 53
3.2 La formation des raies spectrales 53
3.2.1 Quelques rappels de transfert radiatif 53
3.2.2 L'opacité du continu 64
3.2.3 L'opacité des raies 66
3.2.4 ETR incluant opacité des raies et opacité du continu 71
3.2.5 Sensibilité des raies à $T_{\rm eff}$, $\log g$ et aux abondances 74

4 Développement d'un outil de normalisation spectrale 77
4.1 Motivations de ce traitement de données 79
4.2 Détermination du continu et normalisation 79
4.2.1 Sélection des zones de continu 80
4.2.2 Normalisation des ordres 87
4.2.3 Concaténation des ordres 87
4.3 Cas spécifiques de HD 104237 91
4.3.1 Problématique spécifique à cette étoile 91
4.3.2 Décalage en longeurs d'onde du spectre normalisé 91
4.3.3 Sommation des spectres de la nuit du périastron 92
4.3.4 Dépollution par un spectre "synthétique" de la Secondaire 92

5 Etude des paramètres stellaires fondamentaux : $T_{\rm eff}$, $\log g$ et abondances. 95
5.1 Motivations de l'étude 97
5.2 Complément théorique au sujet 97
5.2.1 Définitions des paramètres à l'étude 97
5.2.2 Tour d'horizon des méthodes de détermination des paramètres fondamentaux 101
5.2.3 SYNTH3, outil de synthèse spectral 105
5.3 Développement d'un outil de détermination des paramètres fondamentaux 106
5.3.1 Construction d'une grille tri-dimensionnelle de spectres synthétiques 106
5.3.2 Sélection de raies 107
5.3.3 Mesure des largeurs équivalentes 108
5.3.4 Ajustement des largeurs équivalentes 112
5.4 Résumé et discussion 128

III Première étude astérosismologique complète de l'étoile prototype HD 104237 137

6 Rappels sur la théorie des oscillations stellaires 139
6.1 Introduction . . . 141
6.2 Equations générales de la structure stellaire . . . 141
6.2.1 Equations de conservation . . . 141
6.2.2 Equation de diffusion . . . 143
6.2.3 Equations d'état . . . 143
6.2.4 Structure à l'équilibre . . . 143
6.2.5 Conditions aux limites . . . 144
6.2.6 Les échelles de temps caractéristiques . . . 145
6.3 Les équations des oscillations stellaires . . . 147
6.3.1 Théorie des petites perturbations . . . 147
6.3.2 Les formalismes eulérien et lagrangien . . . 148
6.3.3 Oscillations non-radiales . . . 148
6.4 Approximation adiabatique . . . 153
6.4.1 Les équations . . . 153
6.4.2 Les modes *p* . . . 155
6.4.3 Les modes g . . . 156
6.4.4 Impact de la rotation . . . 157
6.5 Oscillations non-adiabatiques . . . 157
6.5.1 Forme des solutions non-adiabatiques . . . 158
6.5.2 L'intégrale de travail . . . 158
6.5.3 Les différents types de mécanisme d'excitation . . . 159
6.6 Observation des oscillations . . . 162

7 Première détection directe de pulsations non-radiales dans l'étoile prototype HD 104237 167
7.1 Traitement de données et détection de pulsations non-radiales . . . 169
7.2 Analyse fréquentielle Period04 et SigSpec . . . 170
7.3 Identification préliminaire des modes de pulsations . . . 175

8 Modélisation astérosismique de HD 104237 179
8.1 Motivation de cette étude . . . 181
8.2 Calculs des modèles stellaires . . . 182
8.3 Calculs d'oscillations adiabatiques . . . 185
8.4 Résultats . . . 188
8.5 Résumé et discussion . . . 191

IV Ouverture vers d'autres étoiles de la bande d'instabilité PMS209

9 Ouverture vers d'autres étoiles de la bande d'instabilité PMS - résultats préliminaires des observations HARPS 211

9.1 Traitement de données 213
9.2 Découverte de pulsations non-radiales dans l'étoile Ae de Herbig V 1247 Ori 214
9.2.1 Mise en évidence de pulsations non-radiales 214
9.2.2 Analyse fréquentielle *Period04* 215
9.2.3 Identification préliminaire des modes de pulsations 216
9.3 Découverte de pulsations non-radiales dans l'étoile Ae de Herbig HD 35929216
9.3.1 Mise en évidence de pulsations non-radiales 216
9.3.2 Analyse fréquentielle *Period04* 217
9.3.3 Identification préliminaire des modes de pulsations 218
9.4 Résultats pour les autres cibles de la campagne HARPS 2008 219
9.5 Résumé et discussion 220

Conclusion 227

Bibliographie 237

V Annexes 253

A Liste des publications 255

B Publication 1 : Fumel, A., Böhm, T. 2011, AA, soumis 257

C Publication 2 : Petit, P., Lignières, F., Wade, G. A., Aurière, M., Böhm, T., Bagnulo, S., Dintrans, B., Fumel, A. et al. 2010, AA, 523, 41 269

D Publication 3 : Fumel, A., Böhm, T. 2008, CoAst., 157,309 281

E Publication 4 : Fumel, A., Böhm, T. 2010, Astron.Nachr., 331, No.9-10(2010)/P50285

Notations

Acronymes

C.L.	:	Conditions aux Limites
CN	:	Corps Noir
CS	:	CircumStellaire
ESO	:	European South Observatory
ETL	:	Equilibre Thermodynamique Local
ETR	:	Equation du Transfert Radiatif
EW	:	largeur équivalente (Equivalent Width)
HAeBe	:	(étoiles) Ae/Be de Herbig
HJD	:	Heliocentric Julian Date
HR	:	(diagramme de) Hertzsprung-Russell
IR	:	Infra-Rouge
lpm	:	libre parcours moyen
LSD	:	Least-Square Deconvolution (method)
Myr	:	million d'années (Mega-year)
PMS	:	Pre-Main Sequence
SAAO	:	South African Astronomical Observatory
SNR	:	rapport signal sur bruit (Signal to Noise Ratio)
$T_{\rm eff}$	:	température effective
UV	:	Ultra-Violet
VALD	:	Vienna Atomic Line Data Base

Introduction

La compréhension de la structure et de l'évolution des étoiles, qui sont les constituants élémentaires de l'Univers observé, est d'une importance majeure en astrophysique. Cette compréhension n'est *a priori* pas évidente puisque la seule information qui nous parvient des étoiles est portée par leur rayonnement électromagnétique et que, de par la distance qui nous en sépare, excepté le Soleil, ce rayonnement émerge de disques stellaires non résolus depuis la Terre (point lumineux). En outre, ce rayonnement n'est issu que des couches stellaires superficielles (constituant l'atmosphère stellaire), les couches plus profondes lui étant totalement opaques, ainsi que le soulignait Sir Arthur Eddington dans son ouvrage de 1926, *The internal constitution of stars*,

> *At first sight it would seem that the deep interior of the Sun and stars is less accessible to scientific investigation than any other region of the universe. Our telescope may probe farther and farther into the depths of space ; but how can we ever obtain certain knowledge of that which is hidden behind substantial barriers ? What appliance can pierce through the outer layers of a star and test the conditions within ?".*

Ainsi, les techniques d'observations classiques telles que la photométrie ou la spectroscopie ne donnent pas d'information directe sur la structure interne des étoiles observées. Comment, alors, sonder les intérieurs stellaires ?

Les étoiles variables pulsantes représentent la clé de cette question d'intérêt majeur. De la même manière qu'une onde sonore issue d'un instrument de musique nous renseignera sur ce dernier, l'information portée par les fréquences de "vibrations" des étoiles variables pulsantes nous fournissent des informations directes sur les caractéristiques intrinsèques de celles-ci, auxquelles elles sont étroitement liées. En effet, les variations, souvent multi-périodiques, de luminosité ou de champs de vitesses surfaciques, observables respectivement en photométrie en spectroscopie, dans ce type d'étoiles sont provoquées par des modifications de leur structure interne.

L'observation et l'étude des fréquences et des modes d'oscillations des étoiles variables pulsantes est appelée astérosismologie, par analogie pour les étoiles (astéro-) avec l'étude des séismes terrestres. En effet, la propagation des ondes sismiques à l'intérieur de la Terre nous renseigne sur la structure interne de celle-ci. Le principe est le même pour les étoiles. L'astérosismologie est le seul outil actuellement disponible pour sonder les intérieurs stellaires, les modes propres d'oscillation portant des informations sur les régions internes de l'étoile dans lesquelles ils se propagent. Le but d'une étude astérosismique est d'extraire l'information portée par les fréquences et les modes d'oscillations observés et repose sur la confrontation de ces observations avec les fréquences, mécanismes d'excitation, etc., prédits par les théories d'oscillations stellaires dérivées des équations générales de la structure stellaire, afin de déterminer les paramètres du modèle reproduisant au mieux les observations. La Figure 1 illustre le principe d'étude des intérieurs

stellaires par le biais de l'astérosismologie.

Cette confrontation de la théorie aux observations permet de valider et d'améliorer notre compréhension des pulsations stellaires et nos connaissances des intérieurs stellaires, et ainsi de tester les théories d'évolution des étoiles, en particulier les bases de l'hydrodynamique stellaire.

L'héliosismologie, c'est-à-dire l'astérosismologie appliquée au Soleil a, depuis les années soixante, connu un très grand succès. L'observation de très nombreux modes d'oscillations, dont les périodes sont de l'ordre de 5 minutes (Leighton et al. 1962), a permis d'accéder aux propriétés des régions internes du Soleil telles que les profils de vitesse du son et de densité, le taux de rotation interne, la profondeur précise de l'enveloppe convective, etc. (cf. Christensen-Dalsgaard 2002, pour une revue détaillée). Depuis, de nombreuses catégories d'étoiles pulsantes aux propriétés physiques très diverses et à différents stades évolutifs ont été répertoriées, ce qui permet de sonder l'intérieur d'étoiles de différentes gammes de masse et à différentes époques de leur vie.

Les étoiles auxquelles nous nous sommes intéressées pendant cette thèse sont des étoiles jeunes, c'est-à-dire pré-séquence principale (ou PMS, pour *Pre-Main Sequence*), de masse intermédiaire ($2M_\odot \leq 10M_\odot$), appelées étoiles Ae/Be de Herbig. Les étoiles de ce groupe présentent des signes d'une activité intense et de forts vents stellaires, ainsi que des raies spectrales en émission et des raies variables, dont l'origine reste inexpliquée dans le cadre des théories actuelles d'évolution stellaire. Le magnétisme est souvent invoqué comme source des phénomènes stellaires actifs, mais la position des étoiles Ae/Be de Herbig dans le diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) indique que ces étoiles sont dans la phase radiative de leur contraction quasi-statique vers la séquence principale. Un mécanisme classique de dynamo magnétique ne peut donc, *a priori*, pas être à l'oeuvre, même si des mécanismes de dynamo turbulents ont été invoqués. Bien que la présence d'un champ magnétique complexe et donc difficile à détecter ne soit pas exclue, de plus en plus de preuves tendent à indiquer que la source énergétique alimentant cette activité pourrait être d'origine interne. Il est donc essentiel d'extraire des informations sur la structure interne des étoiles Ae/Be de Herbig par le biais de l'astérosismologie.

Depuis la première découverte d'étoiles de Herbig pulsantes par Breger (1972), les observations de pulsations dans ce groupe d'étoiles se sont multipliées. Motivés par ces résultats observationnels, Marconi & Palla (1998) ont étudié l'existence théorique d'une bande d'instabilité PMS, que la plupart des étoiles de Herbig sont censées croiser pendant une fraction significative de leur contraction vers la séquence principale. Cette bande d'instabilité couvre environ la même zone du diagramme HR que les étoiles variables de type δ Scuti. Afin de caractériser cette bande d'instabilité PMS et d'en contraindre les limites, l'étude détaillée du plus grand nombre possible d'étoiles de Herbig pulsantes est nécessaire.

A ce jour, plus d'une trentaine d'étoiles de Herbig ont révélées des oscillations, avec des périodes typiques des variables δ Scuti. La plupart ont été observées, depuis le sol, en photométrie et seulement une petite fraction en spectroscopie. Or, pour mener une analyse astérosismique complète d'une étoile pulsante, il est indispensable d'identifier ses modes de pulsation et de pouvoir accéder à ceux de haut degré. Il existe aujourd'hui deux approches d'observations complémentaires qui permettent cela : les observations photométriques de très haute précision rendues possibles par les récentes missions spatiales (par exemple MOST, CoRoT, Kepler, et bientôt, espérons-le, PLATO) et, depuis le sol, les observations spectroscopiques de haute résolution spectro-temporelle, qui permettent en outre d'accéder aux paramètres fondamentaux des étoiles observées. La caractérisation de la bande d'instabilité PMS nécessite donc d'une part d'élargir l'échantillon d'étoiles de Herbig observées en spectroscopie de haute résolution afin d'y rechercher des oscillations, et d'autre part d'étudier les étoiles détectées pulsantes via une analyse astérosismique complète. En outre, afin de calculer précisément les fréquences d'oscillations théoriques, ainsi que le taux de croissance des modes (excitation) et les amplitudes d'oscillation, des modèles stellaires aussi contraints que possible sont nécessaires et la connaissance précise des paramètres stellaires fondamentaux est essentielle.

L'étude systématique de la bande d'instabilité PMS permettra d'accéder à une meilleure connaissance de la structure interne des étoiles Ae de Herbig (aucune étoile Be de Herbig n'ayant été détectée pulsante), de mieux contraindre les mécanismes d'excitation à l'origine des oscillations et, finalement, d'apporter des éléments nouveaux pour une meilleure compréhension de l'activité énigmatique de ce groupe d'étoiles.

L'objectif de cette thèse est de contribuer à cette démarche d'étude générale de la bande d'instabilité PMS nécessitant l'étude astérosismique systématique du plus grand nombre d'étoiles Ae de Herbig pulsantes. Nous avons donc, d'une part, réalisé une étude complète d'une étoile Ae de Herbig pulsante en particulier, HD 104237. D'autre part, nous avons effectué des observations spectroscopiques d'autres étoiles de Herbig afin d'étudier soit des étoiles déjà détectées pulsantes par photométrie, soit de rechercher des signatures de pulsations dans d'autres étoiles. La détection ou non de pulsations dans l'échantillon d'étoiles observées permettra de mieux contraindre la position de la bande d'instabilité dans le diagramme H.R.

Ce manuscrit sera organisé selon quatre parties principales. La Partie I présentera les étoiles Ae/Be de Herbig de manière générale, puis les étoiles particulières ayant fait l'objet de notre étude. La partie II (chapitres 3 à 5) décrira l'étude spectroscopique (détermination des paramètres stellaires fondamentaux et traitement de données préalable) effectuée sur l'étoile HD 104237 et le contexte théorique dans lequel elle se place. La Partie III présentera l'étude astérosimologique complète de cette étoile, de la détection d'oscillations non-radiales à l'identification de modes de pulsation et à la modélisation astérosismique,

en incluant quelques rappels théoriques relatifs à la théorie des oscillations stellaires (chapitre 6 à 8). Enfin, la partie IV sera consacrée à une analyse fréquentielle et à la recherche préliminaire de modes de pulsation dans d'autres étoiles de la bande d'instabilité PMS observées pendant cette thèse.

Plus particulièrement :

Dans le Chapitre 1, nous présenterons les caractéristiques générales du groupe des étoiles Ae/Be de Herbig et nous décrirons plus en détails cette activité qu'elles exhibent, dont l'origine reste mal comprise. Nous présenterons également brièvement l'investigation théorique faite par Marconi & Palla (1998) d'une bande d'instabilité PMS et ce que ces travaux impliquent dans le cadre de l'étude des étoiles de Herbig.

Dans le Chapitre 2, nous présenterons la bases de données spectroscopiques avec laquelle nous avons travaillée. Cela inclut la présentation détaillée des études antérieures-relatives à l'étoile Ae de Herbig sur laquelle s'est concentré l'essentiel de nos travaux, à savoir HD 104237, la description des observations spectroscopiques de cette étoile, l'élaboration d'un catalogue des étoiles de Herbig connues (recensant leurs paramètres physiques et leurs fréquences de pulsation, si observées), ainsi que les observations de quatre étoiles de Herbig effectuées avec le spectrographe HARPS associé au télescope de 3.6 m de l'Observatoire de la Silla, au Chili.

Le Chapitre 3 rappellera la théorie relative à la formation des raies spectrales, nécessaire à la compréhension des chapitres suivants, en particulier celle du Chapitre 5, décrivant la détermination des paramètres stellaires fondamentaux de HD 104237 par le biais des largeurs équivalentes de raies rigoureusement sélectionnées.

Le Chapitre 4 décrira l'outil de normalisation spectrale qui a été développé pendant cette thèse afin de rendre les spectres de HD 104237 précisément exploitables pour la détermination de ses paramètres fondamentaux, en particulier en augmentant substantiellement leur rapport signal sur bruit par sommation des spectres de la nuit du périastron (HD 104237 étant une étoile binaire, pendant la nuit du périastron, les deux composantes sont bien séparées en vitesse).

Le Chapitre 5 présentera l'analyse des paramètres fondamentaux de HD 104237, pour laquelle un outil numérique complet a été développé, l'étude de cette étoile présentant de nombreuses difficultés inhérentes à ses caractéristiques (binarité, activité, etc.). Un effort particulier sera apporté à la détermination des barres d'erreur sur les résultats obtenus. Ces résultats et leurs limites seront discutés et comparés à ceux des précédentes études.

Le Chapitre 6 rappellera la théorie des oscillations stellaires permettant de comprendre les démarches et conclusions adoptées dans les Chapitres 7 et 8.

Le Chapitre 7 présentera l'étude des variations multi-périodiques observées dans les séries temporelles des profils de raies spectrales de l'étoile HD 104237, leur analyse fréquentielle et l'identification préliminaire des modes de pulsations correspondants.

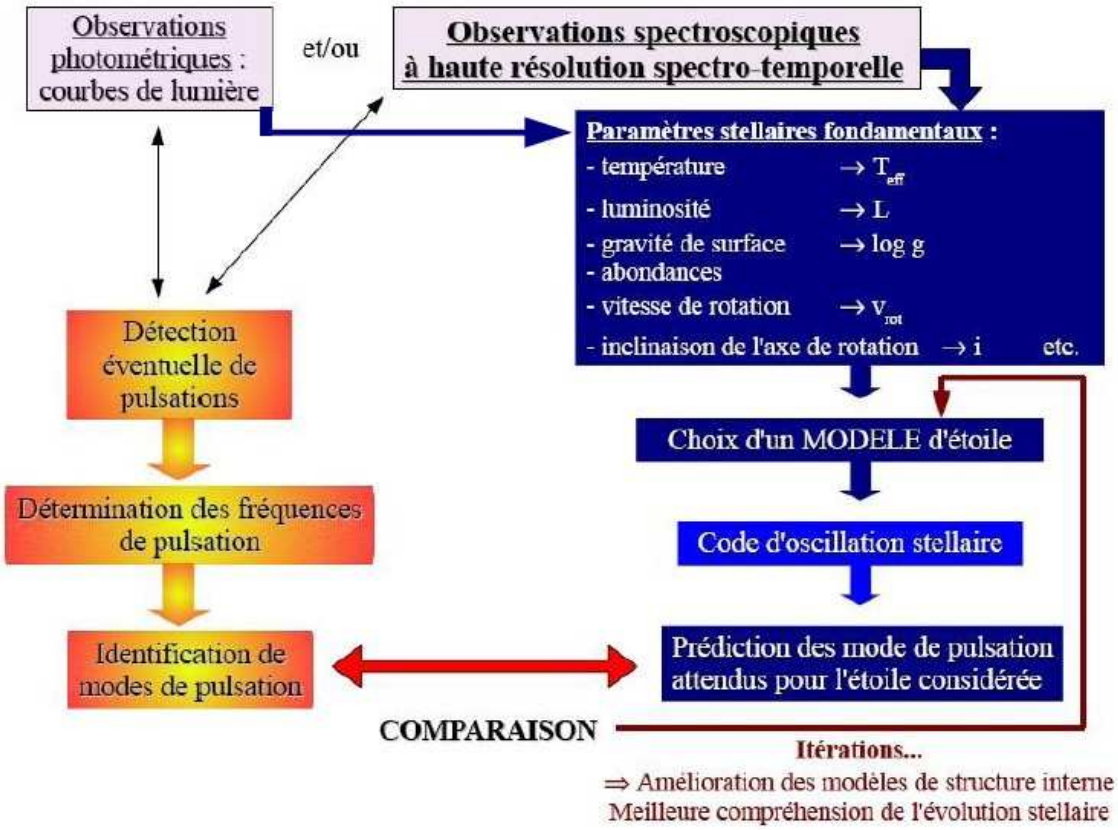

Observations photométriques : courbes de lumière
et/ou
Observations spectroscopiques à haute résolution spectro-temporelle
Paramètres stellaires fondamentaux :
- température → T_{eff}
- luminosité → L
- gravité de surface → log g
- abondances
- vitesse de rotation → v_{rot}
- inclinaison de l'axe de rotation → i etc.
Détection éventuelle de pulsations
Détermination des fréquences de pulsation
Identification de modes de pulsation
Choix d'un MODELE d'étoile
Code d'oscillation stellaire
Prédiction des mode de pulsation attendus pour l'étoile considérée
COMPARAISON
Itérations...
⇒ Amélioration des modèles de structure interne
Meilleure compréhension de l'évolution stellaire

FIGURE 1 – Principe d'étude des intérieurs stellaires par le biais de l'astérosismologie.

Le Chapitre 8 décrira la modélisation d'oscillations adiabatiques de l'étoile HD 104237, effectuée dans le but de reproduire les fréquences observées et les modes de pulsation identifiés et pour laquelle la détermination précise des paramètres fondamentaux de cette étoile décrite dans le Chapitre 5 a apporté des contraintes fortes. Ces résultats seront discutés, ainsi que les perspectives qu'ils impliquent en terme de modélisation d'oscillations non-adiabatiques et les questions qu'ils soulèvent quant aux mécanismes d'excitation des modes relatifs aux fréquences observées dans l'étoile HD 104237.

Enfin, le Chapitre 9 présentera l'analyse fréquentielle des séries temporelles de profils de raies et une identification préliminaire des modes des pulsations détectées dans les étoiles observées avec HARPS pendant cette thèse.

Partie I

Les étoiles Ae/Be de Herbig

1

Les étoiles Ae/Be de Herbig, étoiles pré-séquence principale dont l'activité pose question

Sommaire

1.1 Définition et caractéristiques générales du groupe 13

1.1.1 Caractéristiques générales 13

1.1.2 Une activité intense d'origine mal comprise 16

1.1.3 Sonder les intérieurs des étoiles Ae de Herbig par l'astérosismologie 18

1.1 Définition et caractéristiques générales du groupe

1.1.1 Caractéristiques générales [1]

Caractéristiques de classification

La classification des étoiles Ae/Be de Herbig (HAeBe) en tant que groupes est apparue pour la première fois dans l'article *The spectra of Be- and Ae-type stars associated with nebulosity* publié par G. Herbig (1960). En comparant les temps caractéristiques de contraction gravitationnelle et la durée de vie sur la séquence principale des étoiles de masse comprise entre 3 et 20 $M_{\odot}$, cet auteur réalisa qu'un certain nombre d'étoiles de cette gamme de masse, toujours en phase de contraction, devait pouvoir être observé. Ainsi, à l'instar de ce qui avait été fait pour les étoiles T Tauri, déjà abondamment étudiées à l'époque (voir par exemple les articles de revues de Bertout 1989 et Appenzeller & Mundt 1989), il proposa d'identifier empiriquement de tels objets pré-séquence principale de masse intermédiaire, en étudiant un échantillon de 26 étoiles de type spectral Ae ou Be. Les premiers critères de systématique stellaire qui se dégagèrent de cette étude, permettant de sélectionner ce type particulier d'étoiles, étaient les suivants :

i) l'étoile devait être de type spectral A ou B et présenter des raies spectrales en émission,

ii) elle devait se localiser dans une région obscurcie,

iii) elle devait illuminer la nébulosité avoisinante.

Le critère sur le type spectral permettait une sélection relative à la masse stellaire. Les critères relatifs à la présence de raies en émission et à la localisation de l'étoile dans une région obscurcie de type "nuage primordial" s'assurait du caractère pré-séquence principale, c'est-à-dire jeune, de ces étoiles. Enfin, le critère relatif à l'illumination par réflexion de la nébulosité avoisinante par l'étoile permettait d'exclure les étoiles situées devant des régions obscures uniquement par effet de projection.

Des découvertes ultérieures d'étoiles jeunes dans cette gamme de masse mais ne présentant pas nécessairement l'ensemble de ces 3 caractéristiques (par exemple, l'absence de nébulosité avoisinante ; cf. notamment Hu et al. 1991; Oudmaijer et al. 1992), incitèrent un ré-ajustement de la définition des étoiles de Herbig. Aujourd'hui, une étoile dite Ae/Be de Herbig est une étoile pré-séquence principale (PMS) de masse intermédiaire (2

1. Pour une revue détaillée, le lecteur est invité à consulter par exemple l'article de Waters & Waelkens (1998).

à 10 $M_{\odot}$) répondant aux critères de classification suivants (Waters & Waelkens, 1998) :

i) être de type spectral A ou B avec des raies en émission,

ii) présenter une distribution spectrale d'énergie caractérisée par un excès infrarouge (IR) dû aux poussières circumstellaires froides et/ou chaudes,

iii) être de classe de luminosité III à V.

Depuis l'étude des 26 premières étoiles HAeBe connues par G. Herbig, plus d'une centaine d'étoiles HAeBe ou candidates HAeBe ont été recensées (voir les catalogues de Finkenzeller & Mundt 1984; Hu et al. 1989; The et al. 1985a,b, The et al. 1994 et, plus récemment, Vieira et al. 2003). Une synthèse de ces catalogues, incluant les étoiles HAeBe étudiées plus récemment dans la littérature et présentant leurs paramètres physiques principaux, a été constitué pendant cette thèse (cf. chapitre 2).

Caractéristiques de jeunesse

La distribution spectrale d'énergie (SED, pour *Spectral Energy Distribution*) des étoiles HAeBe est fortement marquée par la présence du matière circumstellaire (CS), caractéristique de la jeunesse de ces étoiles (voir par exemple l'article de Catala 1983). En particulier, elle présente un excès infrarouge (IR) et une absorption dans l'ultraviolet (UV), dus principalement à la ré-émission thermique de l'UV vers l'IR de la matière CS (cf. figure 1.1).

Les valeurs de températures effectives et de luminosité (ou de gravité de surface) de ces étoiles les placent, dans le diagramme de Hertzsprung-Russell (HR), au-dessus de la séquence principale, ce qui peut être un argument en faveur de leur caractère pré-séquence principal (mais ne se suffit pas à lui-même puisque, par exemple, des étoiles de même type spectral et post-séquence principale peuvent également se situer dans cette zone du diagramme HR).

En étudiant les vitesses relatives des étoiles HAeBe, de leur nuage moléculaire environnant et des composantes en absorption induites dans le spectre stellaire par les gaz du milieu interstellaire, Finkenzeller & Jankovics (1984) ont montré que les étoiles HAeBe se situent à proximité de leur nuage moléculaire environnant.

Des études statistiques des vitesses de rotation projetée ($v \sin i$) des étoiles HAeBe menées par Davis et al. (1983), Finkenzeller (1985) et Böhm & Catala (1995) ont montré

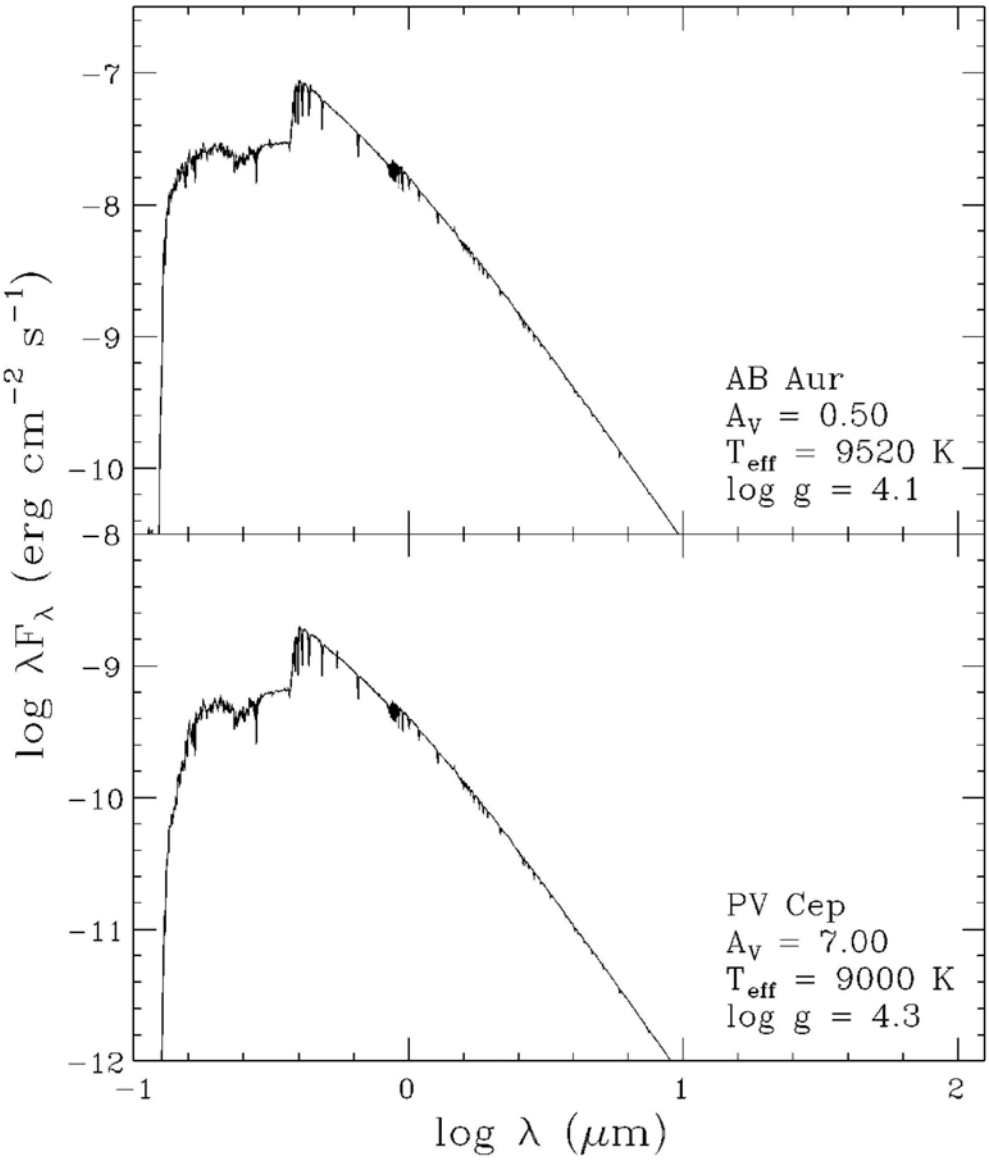


FIGURE 1.1 – Distribution spectrale d'énergie des étoiles de Herbig AB Aur (en haut) et PV Cep (en bas). (Graphique extrait de l'article de Waters & Waelkens (1998).)

que les valeurs de $v \sin i$ de ces étoiles sont typiquement de quelques dizaines à quelques centaines de km s^{-1}, ce qui indique une perte généralement faible de moment cinétique. Il s'agit-là également d'un argument en faveur du caractère jeune des étoiles HAeBe.

1.1.2 Une activité intense d'origine mal comprise

Les étoiles HAeBe montrent des signes d'une activité intense, de forts vents stellaires ainsi que de variabilité à différentes échelles de temps et d'amplitudes. L'activité a été définie par Böhm & Catala (1995) comme "tout écart d'un spectre stellaire à une apparence purement photosphérique", c'est-à-dire correspondant à un modèle standard en équilibre hydrostatique et sans dynamique. L'activité des étoiles HAeBe s'observent sous différentes formes, telles que la présence d'une composante en émission dans les raies de Mg II h et k, dans les raies du triplet IR Ca II, dans celles de Ca II H et K, de He I à 5876 Å, de Na I D, de N V, de Si IV, dans les raies de résonance de C IV, ainsi que dans de nombreuses raies du Fe II (cf., par exemple, Praderie et al. 1982, 1986; Catala & Talavera 1984; Catala et al. 1986a,b; Catala & Kunasz 1987; Catala 1988; Catala et al. 1993; Böhm & Catala 1995; Böhm et al. 1996). La formation de la composante en émission de ces raies nécessite une zone atmosphérique externe de haute température et témoigne donc de la présence d'une chromosphère étendue et/ou d'une couronne autour de ces étoiles. Catala et al. (1984) ont donné des valeurs de 15 000 à 20 000 K pour la température de la chromosphère de cette même étoile, AB Aur, prototype du groupe des HAeBe et, à ce titre, largement étudiée. Des régions de température de l'ordre de 10^5 K ont par exemple été nécessaires à la modélisation de la formation de la raie N V dans le vent de l'étoile Ae de Herbig AB Aur, réalisée par Bouret et al. (1997).

En outre, ces raies, ainsi que de nombreuses autres raies spectrales, présentent parfois une variabilité à court terme (de l'ordre de quelques heures au jour), ce qui est le cas dans le spectre de HD 104237. L'observation de profils P Cygni dans les raies de H_α, H_β, et Mg II h et k du spectre de certaines étoiles HAeBe indique la présence de vents stellaires structurés, denses et rapides, avec des taux de perte de masse allant jusqu'à 10^{-6} $M_\odot$/an (Nisini et al., 1995). En particulier, la modulation rotationnelle observée dans des raies formées dans les vents semble indiquer une structuration de ces vents, en corotation avec l'étoile (Catala et al., 1986b; Praderie et al., 1986), la présence d'un champ magnétique étant invoqué pour contrôler cette structuration. Enfin, notons que dans certaines étoiles, telles que HD 104237, une légère asymétrie est observée dans la plupart des raies photosphériques, les ailes bleues étant plus pentues que les ailes rouges. Une explication possible à cette asymétrie implique la pollution due à une faible contribution du vent stellaire (cf. par exemple Donati et al. 1997).

Il est courant d'attribuer de tels phénomènes actifs dans les étoiles à la présence d'un champs magnétique, cette hypothèse requérant soit la présence d'un champ magnétique primordial (dit champ "fossile"), soit un mécanisme dynamo, générateur de champ magnétique, dont les ingrédients de base sont généralement la convection et la rotation (c'est-à-dire un champ de vitesse à hélicité non-nulle). De récentes observations spectropolarimétriques d'étoiles de Herbig n'ont indiqué la présence d'un champ magnétique à grande échelle que dans 10% des cas, ce qui semble en accord avec l'hypothèse d'un champ fossile primordial. D'autre part, dans l'hypothèse d'un champ généré par un méca-

nisme dynamo, force est de rappeler que la position des étoiles HAeBe dans le diagramme HR indique qu'elles sont dans la phase radiative de leur contraction vers la séquence principale (Iben, 1965; Gilliland, 1986; Palla & Stahler, 1993). Selon les théories actuelles d'évolution stellaire pour les étoiles PMS, ces étoiles ne sont donc pas censés posséder de zone convective externe, mais seulement un coeur convectif et une enveloppe subphotosphérique radiative. Selon le code d'évolution de Palla & Stahler (1993), l'enveloppe convective présente initialement dans les étoiles PMS de masse intermédiaire disparaît avant que la température de l'étoile n'atteigne les valeurs caractéristiques d'un type spectral A. A partir de là, l'étoile ne possède plus qu'une très fine couche convective de surface représentant un réservoir négligeable d'énergie.

Un mécanisme de dynamo magnétique de type solaire classique ne peut donc *a priori* pas être à l'oeuvre dans les étoiles HAeBe.

L'activité des étoiles HAeBe reste donc assez paradoxale dans le cadre des modèles actuels d'évolution stellaire pour les étoiles PMS, bien que quelques pistes explicatives aient été proposées pour comprendre son origine. Des sources tant internes (mouvements subphotosphériques turbulents ou convectifs, champ magnétique, rotation) qu'externes (disque d'accrétion) ont été proposées.

Palla & Stahler (1990) suggérèrent par exemple, comme possible explication, que le brûlage en couche du deutérium résiduel maintient la présence d'une zone de convection externe à l'origine des vents et de l'activité observée. Vigneron et al. (1990) proposèrent la rotation interne comme source d'énergie de l'activité des étoiles HAeBe, la friction exercée à la surface de l'étoile par les pertes de moment angulaire créant une couche turbulente non-convective à l'origine d'un effet dynamo. Cette hypothèse fut reprise et revisitée par Lignieres et al. (1996), qui proposèrent l'existence d'un couple de freinage exercé à la surface de l'étoile par le vent stellaire, induisant des mouvements turbulents sous la surface stellaire. Un tel mécanisme fournit, selon ces auteurs, des conditions physiques propices à la production d'un champ magnétique pouvant transférer et dissiper l'énergie cinétique turbulente dans les couches externes de l'étoile telles que la chromosphère. Rappelons cependant à ce stade qu'un champ magnétique structuré n'a effectivement été observé que dans une faible fraction de 10% des étoiles HAeBe.

Böhm & Catala (1995) étudièrent la possibilité que le disque d'accrétion puisse être rendu responsable de l'activité observées, par dissipation de l'énergie gravitationnelle au niveau d'une couche limite à la surface stellaire, en canalisant de la matière vers la surface de l'étoile (Bertout et al., 1988). Un tel mécanisme nécessite des tubes de flux magnétique, or, comme nous l'avons vu, un champ magnétique n'est que rarement observé dans les étoiles HAeBe. Böhm & Catala (1995) montrèrent que le flux énergétique émis dans les traceurs de vent et d'activité comme H_α, le triplet de Ca II et la raie d'He I à 5876 Å semble augmenter avec la température effective, ce qui, d'après ces auteurs, tend à contredire l'hypothèse selon laquelle l'origine de l'activité puisse être liée à une région

d'interface entre un disque stellaire et la surface stellaire. Böhm & Catala (1995) suggérèrent alors une origine interne à l'ultime source d'énergie nécessaire pour alimenter l'activité, qui ne serait donc pas due à l'environnement circumstellaire. D'autres indications sont en défaveur d'une origine externe de l'activité : par exemple l'absence de remplissage des raies visibles purement photosphériques par un continu supplémentaire (*veiling*), ou l'étude détaillée des raies d'émission interdites de [O I], dans lesquelles aucune asymétrie engendrée par la présence d'un disque circumstellaire n'a été observée, dans la majorité des cas. Ceci montre que le lieu de formation des raies interdites est à symétrie sphérique, indiquant que le milieu circumstellaire proche de l'étoile ne contient pas de disque d'accrétion optiquement épais (cf. Boehm & Catala (1994).

A ce jour, de nombreux indices tendent donc à indiquer une origine interne de l'énergie nécessaire pour produire l'activité des étoiles HAeBe, mais la question demeure ouverte. Y répondre représente un enjeu majeur dans le cadre des théories actuelles d'évolution stellaire relatives à la phase pré-séquence principale. Cela ne peut être envisagé qu'au moyen du seul outil actuellement connu pour sonder les intérieurs stellaires : l'astérosismologie, c'est-à-dire l'étude des oscillations (ou pulsations) stellaires, par le biais de leur observation, de leur analyse et de leur modélisation.

Mais qu'en est-il de la variabilité et de la présence d'oscillations dans les étoiles HAeBe ?

1.1.3 Sonder les intérieurs des étoiles Ae de Herbig par l'astérosismologie

D'une manière générale, les étoiles HAeBe ont montré des variabilités photométrique et spectroscopique caractérisées par différentes échelles d'amplitude et de temps. Des variations photométriques irrégulières de grande amplitude, se manifestant sur des échelles de temps de l'ordre de quelques semaines à quelques années, sont attribuées à un obscurcissement variable dû à des nuages irréguliers de poussières interstellaires, ces variations se montrant plus intenses dans les objets les plus jeunes (van den Ancker et al., 1998). Des variations d'amplitude de l'ordre du dixième de magnitude (mag) et caractérisées par des échelles de temps allant de quelques heures à quelques jours, peuvent être expliquées comme étant dues à des phases d'accrétion massive (van den Ancker et al. 1998 et références incluses) ou à une activité chromosphérique (incluant les vents stellaires) modulée par la rotation de l'étoile (Catala et al., 1999). Enfin, les pulsations stellaires, qui sont ici l'objet de notre intérêt, induisent typiquement une variabilité d'amplitude de l'ordre de la millimagnitude (mmag) en photométrie et des variations de vitesse radiale allant jusqu'à plusieurs $\mathrm{km\,s^{-1}}$ en spectroscopie, sur des échelles de temps allant de quelques minutes à quelques heures.

De telles oscillations stellaires dans les étoiles HAeBe ont été observées pour la pre-

mière fois par Breger (1972), qui découvrit 2 "candidates pulsantes", à savoir V588 Mon et V589 Mon, dans le jeune amas ouvert NGC 2264. Kurtz & Marang (1995) et Donati et al. (1997) vinrent ajouter 2 étoiles HAeBe observées pulsantes à cette liste naissante, à savoir respectivement HR 5999 et HD 104237.

Motivés par ces observations de pulsations dans des étoiles PMS de masse intermédiaire, Marconi & Palla (1998) étudièrent l'existence théorique d'une bande d'instabilité PMS pour les trois premiers modes radiaux d'oscillations. Ils se basèrent sur des modèles de pulsations hydrodynamiques convectifs non-linéaires, avec des masses stellaires allant de 1.5 à 4 $M_{\odot}$, calculés le long d'un trajet évolutif PMS. Ils conclurent sur la topologie attendue de cette bande d'instabilité PMS, à savoir approximativement à la même zone du diagramme de Herzsprung-Russel (HR) que les variables de type δ Scuti (cf. figure 1.2). L'analyse de Marconi & Palla (1998) montra que la plupart des étoiles Ae de Herbig traversent cette bande d'instabilité pendant une fraction significative de leur phase de contraction vers la séquence principale (cela représenterait 5 à 10% de leur phase PMS). Il existe donc une probabilité importante de pouvoir observer des étoiles pulsantes parmi toutes celle recensées dans les catalogues d'étoiles HAeBe.

Jusqu'à présent, la localisation précise ainsi que les limites de la bande d'instabilité PMS n'ont pas été contraintes par les observations. Il est donc nécessaire d'identifier et d'étudier le plus grand nombre possible d'objets PMS pulsants, en donnant dans un second temps la priorité au pulsateurs multi-périodiques qui sont les candidats plus appropriés et les plus prometteurs pour de futures modélisations astérosismiques. Mieux contraindre la bande d'instabilité PMS permettra de fournir des contraintes additionnelles sur les modèles d'évolution stellaire PMS.

A ce jour, des oscillations stellaires analogues à celles des étoiles de type δ Scuti, c'est-à-dire avec des périodes courtes (de l'ordre d'une trentaine de minutes jusqu'à plusieurs heures) et de petites amplitudes (de quelques mmag à quelques centièmes de mag en photométrie et quelques dixièmes de mag en spectroscopie), ont été observées chez un nombre significatif d'étoiles Ae de Herbig (plus d'une trentaine), qu'elles soient des étoiles de champ ou des membres de jeunes amas ouverts. Aucune étoile Be de Herbig n'a été détectée pulsante jusqu'à présent. Les articles de revue de Catala (2003), Marconi & Palla (2004), Zwintz et al. (2004) et Zwintz (2008) recensent les étoiles Ae de Herbig pulsantes connues actuellement. La plupart d'entre elles ont été étudiées en photométrie, et seulement quelques unes en spectroscopie (e.g. Böhm et al. 2004, 2009). Pourtant, à cause d'effets d'annulation dus à l'intégration sur le disque stellaire, la photométrie ou l'étude des courbes de vitesse radiale ne permettent la détection que de modes de bas degrés. Une étude spectroscopique de haute-résolution spectro-temporelle est indispensable pour accéder aux petites variations induites par les pulsations non-radiales, visibles dans les profils de raies photosphériques élargis par rotation, et donc pour réaliser une analyse complète des pulsations de l'étoile en vue d'une modélisation sismologique ultérieure.

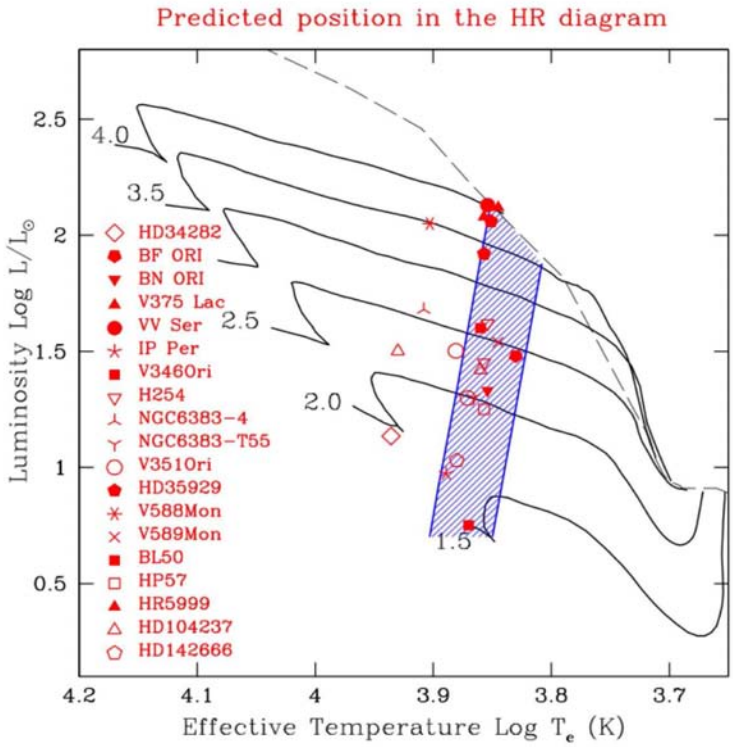


FIGURE 1.2 – Position de la bande d'instabilité PMS telle que prévue pour les trois premiers ordres radiaux par les calculs de Marconi & Palla (1998) (région hachurée). Les symboles en rouges représentent les étoiles PMS de type δ Scuti, dont la position a été prédite par comparaison des périodes observées avec des modèles de pulsations radiales non-adiabatiques. (Graphique extrait de l'article de Marconi & Palla (2004).)

A terme, l'objectif d'une approche astérosismique systématique des étoiles Ae de Herbig et de la caractérisation de la bande d'instabilité PMS est de contraindre un potentiel mécanisme interne à l'origine de l'activité.
Notre travail a pour but d'initier cette étude systématique par le biais de la spectroscopie de haute résolution. Dans cet objectif, en tant que prototype du groupe des étoiles HAeBe, l'étoile HD 104237 a plus particulièrement fait l'objet de notre attention.

2

Base de données spectroscopiques à haute résolution spectro-temporelle

Sommaire

2.1 Présentation générale de l'étoile HD 104237 23
2.1.1 Travaux antérieurs sur ses paramètres fondamentaux 23
2.1.2 Travaux antérieurs sur la sismologie de cette étoile 28
2.1.3 Résumé et perspectives 30
2.2 Observations spectroscopiques à haute résolution spectro-temporelle 31
2.2.1 Observations spectroscopiques de l'étoile HD 104237 et réduction de données 31
2.2.2 Elaboration d'un catalogue d'étoiles Ae/Be de Herbig 36
2.2.3 Observations HARPS 36

2.1 Présentation générale de l'étoile HD 104237

Une analyse photométrique et spectroscopique de HD 104237, aussi appelée DX Cha, permit à Hu et al. (1989, 1991) de la classer comme étoile Ae de Herbig. En outre, par ses caractéristiques, elle s'avère être un prototype du groupe d'étoiles HAeBe et sa magnitude visuelle de 6.6 en fait une cible tout à fait adéquate pour des observations spectroscopiques de haute résolution depuis le sol. Elle est visible depuis l'hémisphère Sud, dans la constellation du Caméléon, et se situe dans le jeune groupe stellaire ϵ Chameleontis à une distance *Hipparcos* de 116 ± 8 pc (van den Ancker et al., 1997).

HD 104237 est en fait un système multiple dont la composante primaire (que nous appellerons simplement HD 104237, ou "Primaire", dans la suite de ce document) est une étoile Ae de Herbig dotée d'au moins 5 compagnons de plus faible masse localisés à des distances angulaires de la Primaire allant de 1" à 15" (Feigelson et al., 2003). Parmi ces compagnons de moindre masse se trouve en particulier une étoile très proche de type spectral K3 (que nous appellerons par la suite HD 104237b ou "Secondaire"), qui forme avec la Primaire une binaire [1] spectroscopique d'orbite excentrique (e=0.66486) et de période orbitale de 19.859 jours (Böhm et al., 2004). Certaines caractéristiques spectrales propres au type spectral K3 ont en effet été observées dans le spectre de la Primaire, par exemple les raies de Li I à 6707 Å et de Ca I à 6718 Å (Feigelson et al., 2003). Le spectre de HD 104237 que nous pouvons observer résulte donc de ces 2 étoiles, ce qui rend son analyse spectroscopique bien plus délicate puisqu'il faut prendre en compte, dans le spectre dominant de la Primaire, la pollution générée par la Secondaire, plus faible mais aussi de température effective bien plus basse, et dont le spectre comporte donc de très nombreuses raies.

2.1.1 Travaux antérieurs sur ses paramètres fondamentaux

Les caractéristiques décrites dans les sections 1.1.1, 1.1.2 et 2.1, telles que l'excès IR et l'absorption UV caractérisant la SED et dus à la présence de poussières CS, les composantes en émission dans de très nombreuses raies spectrales, les profils P Cygni observés notamment dans les raies de Balmer, ainsi que la pollution causée par la binaire spectroscopique, rendent particulièrement difficile la détermination de la plupart des paramètres stellaires fondamentaux. Ainsi, les types spectraux donnés dans la littérature pour HD 104237 s'étendent de A0 à A8, ce qui implique une très large gamme de températures effectives possibles. De même, on trouve, comme luminosité de cette étoile, des valeurs allant de $\approx$ 20 à 60 $L_\odot$. Les paramètres stellaires associés, tels que la masse et l'âge, peuvent être estimés à partir de la position de l'étoile dans le diagramme HR, c'est-à-dire à partir de sa température et de sa luminosité, et de modèles évolutifs. Ils dépendent donc

1. Notons que cette binarité des étoiles HAeBe n'est pas rare puisqu'une étude de Baines et al. (2006) annonce que c'est le cas d'environ 60% d'entre elles.

fortement à la fois de la précision sur cette température et cette luminosité et des modèles adoptés, et ne sont donc, *a fortiori*, pas précisément déterminés, ni les paramètres qui en résultent tels que $\log g$. Les paramètres stellaires les plus importants de HD 104237 (Primaire et Secondaire) issus de la littérature sont résumés chronologiquement dans le tableau 2.1 et sont détaillés ci-après.

Type spectral, $T_{\rm eff}$, luminosité, $\log g$, masse

Se basant sur l'étude des profils en absorption des raies de Balmer et sur la raie forte de Ca II à 3933.7 Å, Hu et al. (1989) attribuèrent un type spectral A0Vpe à HD 104237. Par la suite, considérant le fait que la présence de composantes en émission dans les raies H_α et H_β pouvaient fausser la détermination du type spectral, ils révisèrent leur premier résultat et conclurent à un type spectral A4Ve, en se basant cette fois sur l'étude de raies en absorption dans l'UV. A partir du flux radiatif intégré de 0.1 à 10 μm, d'une valeur de 8.62×10^{-8} erg cm^{-2} s^{-1}, et d'une distance de 88 pc, ils déduisirent une valeur de $\log (L_\star/L_\odot)$ de 1.34. Puis, ils utilisèrent l'échelle de température pour étoiles naines de Schmidt-Kaler (1982) pour convertir ce type spectral en une $T_{\rm eff}$ de 8450 K, à partir de laquelle ils obtinrent un rayon stellaire de 2.2 $R_\odot$. Brown et al. (1997) menèrent une étude du vent issu du disque chaud de HD 104237 par le biais de spectres UV en supposant l'étoile de type spectral A7IVe. Van den Ancker et al. (1997) utilisèrent les précieuses et précises données astrométriques et photométriques fournies par le satellite Hipparcos pour dériver de nouvelles valeurs de $T_{\rm eff}$, $\log (L_\star/L_\odot)$, masse et âge pour HD 104237 (cf. tableau 2.1). Dans leur méthode, bien qu'ils prirent la précaution d'inclure des corrections tenant compte des lois anormales d'extinction dues aux poussières CS, caractéristiques des étoiles HAeBe, ainsi que le risque d'une surestimation de la température via les spectres UV à cause de la présence de couches de haute température à proximité directe de la photosphère stellaire (chromosphère, couronne), ils utilisèrent néanmoins comme type spectral le résultat de Hu et al. (1989) non corrigé, basé sur des spectres optiques dont de nombreuses raies sont polluées par des composantes en émission. Dans un article suivant, van den Ancker et al. (1998) proposèrent un type spectral plus froid (A4IVe), en accord avec celui donné par Hu et al. (1991), et déterminèrent les nouveaux paramètres correspondants. Les incertitudes données par van den Ancker et al. (1997, 1998) sur le type spectral, et donc sur la valeur de $T_{\rm eff}$, déterminés par photométrie ne sont que des estimatifs. Dans leur étude de l'environnement de HD 104237, Grady et al. (2004) déterminèrent un type spectral A7.5-A8Ve basé sur la comparaison de spectres UV et FUV (Far Ultra-Violet) de cette étoile avec ceux d'autres étoiles de type spectral bien connu. Ce type spectral plus froid (plus tardif), proche du résultat de Brown et al. (1997), et une évaluation de la valeur de $\log (L_\star/L_\odot)$ menèrent ces auteurs à un âge de 5 Myr, ce qui est notablement plus élevé que les estimations d'âge précédentes pour cette étoile (van den Ancker et al., 1997, 1998; Feigelson et al., 2003), mais plus proche des âges donnés par Feigelson et al. (2003) pour les

Ref.		Type spectral	log $T_{\rm eff}$	$T_{\rm eff}$ (K)	log $(L_\star/L_\odot)$	log g	$M_\star/M_\odot$	$R_\star/R_\odot$	Age (10^6 ans)	$v \sin i$ (km s^{-1})	i (°)
[1]	P	A0Vpe									
[2]	P	A4Ve	3.93	8450	1.34	*4.1*	2.1[(a)]	2.2			
[3]	P	A7IVe									
[4]	P	A0Vpe [1]	3.98 ± 0.05	9550 ± 550	1.77 ± 0.06	*3.9*	2.5 ± 0.1[(b)]	*2.9*	2.0 ± 0.5[(b)]		
[5]	P	A4V								12 ± 2	
[6]	P	A4IVe+sh	3.93 ± 0.05	8500 ± 500	$1.55^{+0.06}_{-0.05}$	*3.9*	2.3[(b)]	*2.8*	2.0[(b)]		
[7]	P	A7.5-8Ve	3.86	≈ 7300	$1.42^{+0.04}_{-0.07}$	*3.7*	2.1[(c)]	*3.3*	5[(c)]		18^{+14}_{-11}
[8]	P	A7.5-8Ve [7]		≈ 7300 [7]	1.42 [7]	*3.7*	2.2 ± 0.1[(e)]	*3.3*	2[(e)]		
	S	K3	3.675	4730	0.42	*3.9*	1.7 ± 0.1[(e)]	*2.5*	2[(e)]		
[9]	P	A7.75 [7]	3.88	7648	1.46	*3.8*	2.2[(d)]	*3.1*	≈ 2[(d)]		
[10]	P		3.90	8000		4.5				10 ± 1	
[11]	P	A4-5Ve									
[12]	P										23^{+9}_{-8}

TABLEAU 2.1 – Paramètres stellaires de HD 104237 précédemment déterminés. 2$^{\rm nde}$ colonne : P désigne les paramètres de la Primaire, S ceux de la Secondaire. Les valeurs en italique (log g et $R/R_\odot$) sont calculées à partir des lois bien connues de la gravitation universelle et de Stefan-Boltzmann. Références : [1] Hu et al. (1989), [2] Hu et al. (1991), [3] Brown et al. (1997), [4] van den Ancker et al. (1997), [5] Donati et al. (1997), [6] van den Ancker et al. (1998), [7] Grady et al. (2004), [8] Böhm et al. (2004), [9] Luhman (2004), [10] Acke & Waelkens (2004), [11] Lyo et al. (2008), [12] Böhm et al. (2006). Les masses et les âges sont déterminés à partir des courbes isochrones et des tracés évolutifs tirés de : [(a)] Iben & Renzini (1984), [(b)] Palla & Stahler (1993), [(c)] Siess et al. (2000), [(d)] Palla & Stahler (1999), [(e)] Palla & Stahler (2001).

compagnons moins massifs de HD 104237. Par la suite, Böhm et al. (2004) utilisèrent les tracés évolutifs et les isochrones issus de l'article de Palla & Stahler (2001) et les paramètres stellaires déterminés par van den Ancker et al. (1998) d'une part et par Grady et al. (2004) d'autre part pour estimer un âge de 2 Myr pour HD 104237, en accord avec van den Ancker et al. (1997, 1998) et Feigelson et al. (2003). Ils conclurent indépendamment à une valeur de la masse similaire à celle des études précédentes, à savoir $M_\star = 2.2 \pm 0.1 M_\odot$. De plus, ils calculèrent un rapport de masse M_P/M_S de 1.29 ± 0.02 basé sur les mesures des vitesses radiales de la Primaire et de la Secondaire par rapport à la vitesse systémique du système binaire ($v_{syst} = 13.943\,\mathrm{km\,s^{-1}}$), ce qui leur permit d'estimer la masse de la Secondaire à $1.7 \pm 0.1 M_\odot$. Partant du principe de la formation simultanée, et donc d'un âge égal, des composantes Primaire et Secondaire, ils confirmèrent le probable type spectral K3 de cette dernière et évaluèrent sa température à environ 4750K et sa luminosité à un dixième de L_P. Partant du type spectral proposé par Grady et al. (2004), Luhman (2004) calcula une nouvelle valeur de T_{eff} (au moyen de l'échelle de température de Schmidt-Kaler 1982) et de log $(L_\star/L_\odot)$ (au moyen de magnitudes en bande spectrale I). Ils placèrent ces nouveaux paramètres dans un diagramme HR doté de tracés évolutifs tirés de l'article de Palla & Stahler (1999) et confirmèrent une valeur de l'âge de HD 104237 d'environ 2 Myr. Finalement, à partir de spectres de basse résolution et se basant sur le fait que la profondeur des raies de Ca II et de Hδ présentent une dépendance inverse en fonction de la température, Lyo et al. (2008) réussirent à contraindre le type spectral de HD 104237, même en cas de contamination de ces raies par des composantes en émission : à partir des raies de Ca II, ils obtinrent un type spectral A4 et à partir de la raie Hδ, un type spectral A5. Ils adoptèrent donc un type spectral A4/A5.

Analyse chimique

Acke & Waelkens (2004) utilisèrent les valeurs de T_{eff} et $\log g$ présentées dans Meeus et al. (2001) (et références incluses) pour réaliser une analyse de plusieurs étoiles PMS incluant HD 104237. Ils mesurèrent les largeurs équivalentes des raies de nombreux éléments chimiques et convertirent celles-ci en abondances grâce au programme MOOG (Sneden, 1973), mais ne prirent en compte dans cette étude ni la binarité de HD 104237 (source de veiling et de raies spectrales additionnelles dues à la Secondaire), ni l'asymétrie ou les composantes en émission fréquentes dans les profils de raies de l'étoile. Ayant comme référence les abondances solaires de Anders & Grevesse (1989), ils trouvèrent une métallicité globale de type solaire ([M/H]= +0.06 ± 0.05) et des abondances solaires pour plusieurs éléments chimiques, en particulier le Fe ([Fe/H]=+0.09 ± 0.12, par rapport à une valeur solaire d'abondance de Fe $\log A_{Fe,\odot} = -4.48$. Pour rappel, [Fe/H]=$\log\left(\frac{N_{Fe}}{N_H}\right)_{HD\,104237} - \log\left(\frac{N_{Fe}}{N_H}\right)_\odot$).

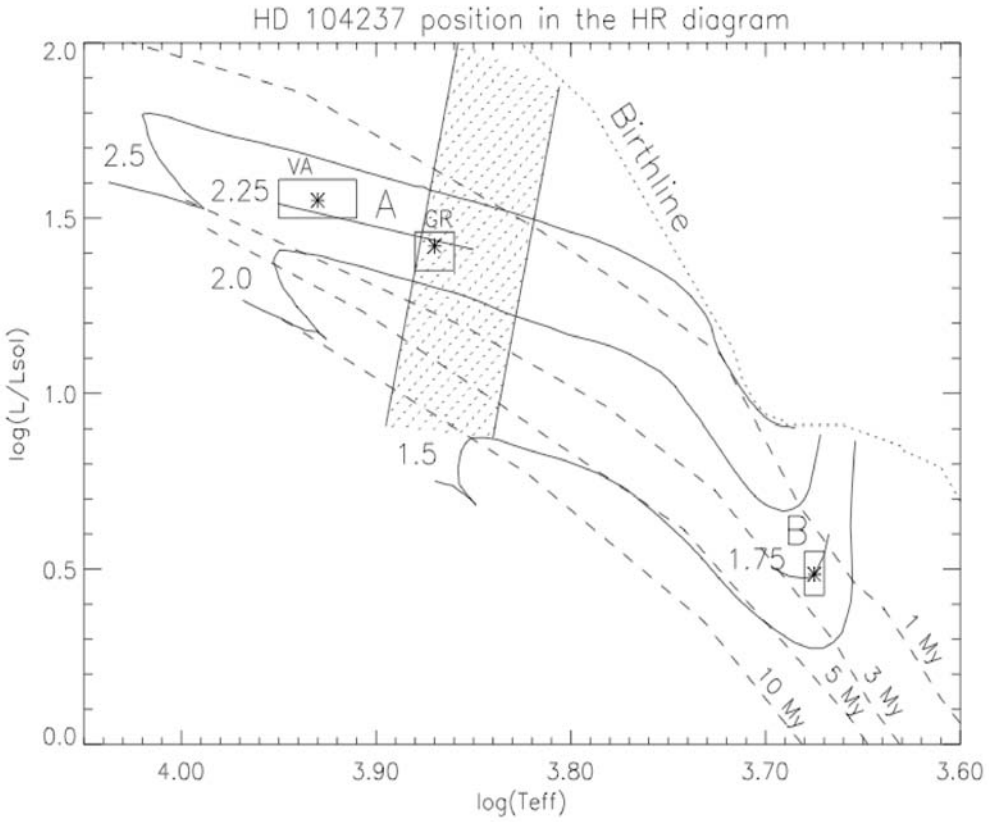


FIGURE 2.1 – Position de HD 104237 dans le diagramme HR, tel que présenté dans Böhm et al. (2004).

Inclinaison, $v \sin i$, période de rotation

Au cours de leur étude spectro-polarimétrique de 21 étoiles actives, dont HD 104237, Donati et al. (1997) mesurèrent une vitesse de rotation projetée $v \sin i$ de 12 ± 2 km s^{-1}, ce qui laisse penser soit que HD 104237 est vue *pole-on*, c'est-à-dire avec un angle d'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile par rapport à la ligne de visée faible, soit qu'il s'agit d'un rotateur plutôt lent. Les résultats sur la question de Grady et al. (2004) allèrent plutôt dans le sens d'une étoile vue *pole-on* puisqu'ils trouvèrent un angle d'inclinaison de $18^{\circ}{}^{+14}_{-11}$, ce qui implique une vitesse de rotation équatoriale de 38 km s^{-1}. Böhm et al. (2006) détectèrent une modulation du profil de la raie Hα avec une période de 100 ± 5 h, à laquelle ils attribuèrent une origine rotationnelle, évaluant un angle d'inclinaison similaire à celui de Grady et al. (2004) avec une valeur de $23^{\circ}{}^{+9}_{-8}$. La valeur de $P_{\rm rot}$ fut par la suite confirmée par Testa et al. (2008) lors d'une étude dans le domaine des rayons X du système de HD 104237.

Magnétisme

Donati et al. (1997) détectèrent un champ magnétique faible d'environ 50 G dans HD 104237, mais une étude spectro-polarimétrique ultérieure à grande échelle menée par Wade et al. (2007) n'a, à ce stade, pas confirmé ce résultat.

2.1.2 Travaux antérieurs sur la sismologie de cette étoile

Grâce à l'étude de leurs observations spectro-polarimétriques d'étoiles actives, Donati et al. (1997) montrèrent que la composante primaire du système HD 104237, identifiée comme étoile Ae de Herbig, présente des pulsations. En effet, ces auteurs détectèrent, pour la première fois chez cette étoile, des variations de vitesse radiale dans les profils photosphériques équivalents, appelés profils LSD (cf. Sect. 2.2.1), de Stokes I pour les deux dates d'observation de HD 104237, l'une en décembre 1993 et l'autre en décembre 1995. Ils déterminèrent une période de pulsation moyenne de 37.5 min (c'est-à-dire une fréquence de 38.4 c j^{-1}), l'amplitude de la variation de vitesse radiale étant de 1.3 km s^{-1} pic-à-pic autour d'une vitesse radiale moyenne de 20 km s^{-1}. Cette courte période mesurée, jugée incompatible avec une quelconque modulation rotationnelle ou avec l'influence d'un compagnon secondaire, fut attribuée à des pulsations stellaires par les auteurs, qui ajoutèrent que ces pulsations devaient être stables sur des échelles de temps d'au moins deux ans étant donné l'écart temporel entre les deux observations. Cette variabilité oscillatoire, de période et d'amplitude typiques des variables de type δ Scuti, dans le sens des prédictions théoriques de Marconi & Palla 1998) fut confirmée par la suite par des mesures photométriques effectuées par Kurtz & Müller (1999), qui détectèrent deux fréquences : l'une à 33.29 c j^{-1}, l'autre à 36.61 c j^{-1}. En outre, ils calculèrent le rapport d'amplitude de variation de la vitesse radial sur l'amplitude de variation lumineuse V et aboutirent à une valeur typique d'une étoile de type δ Scuti. Ils trouvèrent également une valeur de la constante de pulsation Q plus faible que les valeurs que donnent généralement les modes fondamental, 1er et 2nd harmonique dans les étoiles δ Scuti, ce résultant semblant indiquer des pulsations d'ordre plus élevé.

Böhm et al. (2004) obtinrent en 1999 et 2000 un jeu de données spectroscopiques de haute résolution ($R \approx$35000) de l'étoile HD 104237 au télescope Radcliffe de 1.9 m équipé du spectrographe GIRAFFE de l'Observatoire Astronomique d'Afrique du Sud (SAAO) (7 nuits en 1999 et 14 nuits en 2000). La courbe de vitesse radiale de très bonne qualité qu'ils réussirent à obtenir leur permit de détecter pour la première fois par des moyens spectroscopiques des oscillations multi-périodiques dans une étoile PMS (8 fréquences en 1999 et 5 en 2000). Cinq fréquences de 1999 furent identifiées en 2000, avec des valeurs comprises entre 28.50 et 35.60 c j^{-1}. Aucune pulsation ne fut détectée dans la composante secondaire, HD 104237b, mais d'autres observations effectuées autour du périastron, où

Année d'observation	Fréquence (d^{-1})	Période (min)	Amplitude	Réf.
1993	f_1 = 37.3	38.6 ± 1	0.65 km s^{-1}	(1)
1995	f_1 = 39.6	36.4 ± 1	0.65 km s^{-1}	(1)
1998	f_1 = 33.29	43.3	11.2 ± 0.5 mmag	(2)
	f_2 = 36.61	39.3	3.4 ± 0.5 mmag	
1999	f_1 = 33.289	43.257	1.320 km s^{-1}	(3)
	f_2 = 35.606	40.443	0.474 km s^{-1}	
	f_3 = 28.503	50.521	0.195 km s^{-1}	
	f_4 = 30.954	46.521	0.139 km s^{-1}	
	f_5 = 33.862	42.525	0.099 km s^{-1}	
	f_6 = 32.616	44.150	0.105 km s^{-1}	
	f_7 = 34.88	41.28	0.1 km s^{-1}	
	f_8 = 35.28	40.82	0.05 km s^{-1}	
2000	f_1 = 35.609	40.439	0.328 km s^{-1}	(3)
	f_2 = 33.283	43.265	0.258 km s^{-1}	
	f_3 = 31.012	46.434	0.177 km s^{-1}	
	f_4 = 28.521	50.489	0.165 km s^{-1}	
	f_5 = 32.375	44.479	0.113 km s^{-1}	

TABLEAU 2.2 – Résultats des études sismiques précédentes relatives à HD 104237. Col. 5 : références : (1) Donati et al. (1997), (2) Kurtz & Müller (1999), (3) Böhm et al. (2004).

les deux composantes sont bien séparées en terme de vitesse, seraient nécessaires pour conclure. Les différences de fréquence entre les 8 fréquences détectées dans le jeu de données de 1999 de Böhm et al. (2004) d'une part, et les 5 fréquences issues du jeu de données de 2000 d'autre part, étant plus petites que la valeur estimée de la grande séparation ($\Delta\nu_0 \approx 40 - 45\,\mu$Hz), ces auteurs conclurent à l'existence d'au moins quelques modes non-radiaux parmi les fréquences détectées. De manière plus générale, aucune régularité en fréquence (grande ou petite séparation) n'a été clairement identifiée dans le comportement pulsationnel de HD 104237. Par ailleurs, Böhm et al. (2004) supposèrent l'existence de 1 à 3 modes de pulsation radiaux parmi les 5 fréquences observées à la fois en 1999 et en 2000, mais jusqu'à présent, aucune identification de mode précise n'a été effectuée chez HD 104237. Le changement d'amplitude des fréquences dominantes entre 1999 et 2000 a permis de conclure sur la non-cohérence des modes de pulsation à une échelle temporelle inférieure à l'année.

Les caractéristiques de pulsation de HD 104237 précédemment déterminées sont résumées dans le tableau 2.2. Les trois dernières fréquences de 1999 de Böhm et al. (2004) (f_6 à f_8) sont données bien que ces auteurs les considèrent comme incertaines.

Dupret et al. (2006, 2007) effectuèrent une modélisation préliminaire des pulsations de HD 104237 en utilisant les résultats publiés par Böhm et al. (2004). Ils montrèrent

qu'il était difficile d'ajuster correctement les fréquences observées avec des fréquences théoriques quand celles-ci étaient calculées à partir de modèles dont les valeurs de $T_{\rm eff}$ et de $\log(L/L_\odot)$ étaient celles tirées de van den Ancker et al. (1998) et Grady et al. (2004). Comme premier résultat important, ils conclurent que HD 104237 n'est en fait probablement pas un pulsateur de type δ Scuti classique. En effet, l'ordre radial des modes p dont les fréquences modélisées correspondaient aux fréquences observées était trop élevé pour que ces modes puissent être excités par le mécanisme d'excitation standard des variables de type δ Scuti, à savoir un mécanisme κ dans la zone d'ionisation partielle de l'He II.

2.1.3 Résumé et perspectives

Comme nous avons pu le voir à travers les différentes contributions exposées dans la section 2.1.1, le type spectral de HD 104237 a été déterminé soit à partir d'observations photométriques, soit à partir de spectroscopie basse résolution, et les résultats, ainsi que les paramètres qui en découlent, varient fortement en fonction des auteurs et des méthodes utilisées.

Une re-détermination approfondie des paramètres stellaires fondamentaux de cette étoile, basée sur des observations spectroscopiques de haute résolution, est donc nécessaire pour obtenir une conclusion indépendante, une précaution particulière devant être prise pour ne considérer que les raies photosphériques de l'étoile centrale, c'est-à-dire de la Primaire. Une telle étude constitue l'une des étapes majeure de ce travail de thèse, décrite dans le chapitre 5, puisqu'elle rendra possible une modélisation astérosismique ultérieure de HD 104237 mieux contrainte. En effet, une telle modélisation requiert une connaissance précise de certains paramètres stellaires tels que $T_{\rm eff}$, $\log g$, la masse ou la métallicité, qui servent de paramètres d'entrée aux codes d'évolution et d'oscillation. Une bonne estimation du degré ℓ et de l'ordre azimutal m des différents modes de pulsations observés sont également des informations très précieuses dans le cadre d'une modélisation astérosismique, mais aucune identification précise des modes d'oscillation de HD 104237 n'a encore été effectuée à ce jour. Nous avons donc également cherché à aller un pas plus loin que Böhm et al. (2004), dont l'étude était restreinte à l'étude des variations de vitesse radiale, en ré-analysant les profils de raies eux-mêmes dans les deux mêmes jeux de données que ces auteurs, en vue d'une identification de modes (cf. chapitre 7). Cela nous permettra d'aller plus loin dans l'étude sismique de HD 104237 grâce à une modélisation complète et détaillée de ses pulsations (cf. chapitre 8), donc de mieux comprendre les mécanismes d'excitation à l'origine des oscillations observées et de mieux contraindre sa structure interne.

Cette étude complète de l'étoile Ae de Herbig HD 104237 contribuera donc à une meilleure compréhension de l'origine de l'activité observée dans les étoiles HAeBe et constituera une occasion de tester les modèles théoriques actuels d'évolution stellaire pour les étoiles PMS. Elle permettra également de participer à la caractérisation de la

bande d'instabilité PMS et à la précision de ses limites.

De telles contraintes sur la bande d'instabilité PMS et, au-delà, sur l'origine de l'activité des étoiles de Herbig ne pouvant venir d'une seule source stellaire, il est essentiel d'augmenter la taille de l'échantillon des étoiles HAeBe pulsantes observées et étudiées. Dans ce but, en plus de l'étude de l'étoile HD 104237 basée sur des données observationnelles déjà existantes, cette thèse a été l'occasion de plusieurs demandes de temps d'observation sur des télescopes équipés de spectrographes échelle de haute résolution : le télescope Bernard Lyot de 2 m de l'Observatoire du Pic du Midi équipé du spectrographe NARVAL, le télescope de 3.6 m du *Canada-France-Hawaï Telescop*, à Hawaï, équipé du spectrographe ESPaDOnS, le télescope de 1.9 m de l'Observatoire de Haute-Provence équipé du spectrographe SOPHIE et le télescope de 3.6 m de l'ESO (*European South Observatory*, à La Silla, au Chili), équipé du spectrographe HARPS. Ces "demandes de temps" concernaient une douzaine d'étoiles de Herbig, la plupart détectées pulsantes en photométrie, que nous souhaitions étudier plus en profondeur via la spectroscopie haute résolution. L'une de ces demandes a abouti à trois nuits d'observation sur le télescope de 3.6 m équipé du spectrographe HARPS, au Chili, en novembre 2008.

La section 2.2.1 décrira les observations relatives à HD 104237, la section 2.2.2 introduira le catalogue d'étoiles de Herbig développé dans le cadre des demandes de temps de télescopes tant dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud et la section 2.2.3 présentera les observations d'étoiles de Herbig effectuées à l'observatoire de la Silla (Chili).

2.2 Observations spectroscopiques à haute résolution spectro-temporelle

2.2.1 Observations spectroscopiques de l'étoile HD 104237 et réduction de données

L'analyse présentée dans les chapitres 4, 5, 7 et 8 de cette thèse se base sur une partie des données récoltées et décrites par Böhm et al. (2004), à savoir les observations spectroscopiques de haute résolution effectuées en avril 1999 et avril 2000 au télescope Radcliff de 1.9 m du SAAO. Toutes ces données furent obtenues avec le spectrographe échelle GIRAFFE [2] dont le pouvoir de résolution $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{c}{\Delta \mathrm{v}}$ est d'environ 35000 ($\Delta\lambda$ est l'élément résolu en longueur d'onde et Δv celui en vitesse, correspondant ici approximativement à 2 pixels du CCD dans la direction de dispersion). GIRAFFE est une copie du spectrographe MUSICOS développé à l'Observatoire de Paris-Meudon (Baudrand & Bohm, 1992).

2. http ://www.saao.ac.za/facilities/instrumentation/giraffe/

HD 104237 fut suivie quasi continuellement pendant les campagnes d'observations de 1999 et 2000 (respectivement 7 et 14 nuits) dans le but d'obtenir les séries temporelles de haute résolution nécessaires à une analyse sismique. Le domaine de longueurs d'onde couvert allait généralement de 426 nm à 688 nm, réparti sur 50 ordres, en 1999 et de 436 nm à 688 nm, réparti sur 47 ordres, en 2000. Afin d'échantillonner correctement les périodes de pulsation d'une quarantaine de minutes observées par les auteurs précédents (Donati et al., 1997; Kurtz & Müller, 1999), Böhm et al. (2004) choisirent des temps d'exposition de 5 minutes (la magnitude visuelle de HD 104237, $m_v = 6.6$, rendant possible de telles durées d'exposition). Cela leur permit d'obtenir environ 8 spectres par période de pulsation.

Afin de procéder à une stratégie standard de calibration, le spectre d'une lampe Thorium/Argon (Th/Ar) fut intercalé toutes les heures dans les observations et une calibration de *flat-field* fut effectuée à travers l'une des deux fibres (la même ayant servi pour toutes les poses : étoiles, *flat-field*, bias, Th/Ar, etc.) à l'aide d'une lampe au tungstène au début et à la fin de la nuit. La réduction de données fut effectuée suivant une procédure standard basée sur le *package* de réduction de données spectroscopiques ESPRIT (Donati et al., 1997), selon les principales étapes suivantes :

- une "correction héliocentrique" en vitesse fut effectuée afin de corriger les spectres observés du mouvement de la Terre par rapport au Soleil dans l'axe d'observation de l'étoile (qui induit un décalage Doppler), à savoir la rotation diurne, le mouvement de la Terre autour du barycentre Terre-Lune et le mouvement du barycentre Terre-Lune autour du Soleil. Cette correction dépend des coordonnées de l'étoile HD 104237 et de la date des observations ;
- les spectres de la nuit furent regroupés en blocs obtenus dans les mêmes conditions instrumentales (pas de changement de position de la partie mobile du spectrographe et pas de re-remplissage du cryostat) et une première calibration fiable en longueur d'onde fut réalisée pour chaque bloc de spectres grâce au spectre d'une lampe Th/Ar : la loi polynomiale associant une longueur d'onde à chaque pixel fut déterminée au moyen de la procédure d'ajustement polynomial 2D du package ESPRIT ;
- étant donné que le polynôme de calibration des longueurs d'onde peut évoluer dans le temps à cause de l'instabilité du spectrographe et de son environnement d'acquisition, la position en longueur d'onde des raies spectrales de chaque bloc de spectres est susceptible d'être modifiée au gré de ces instabilités. Les raies telluriques de vapeur d'eau étant très fines et positionnées, au premier ordre, à leur longueur d'onde de laboratoire dans le référentiel terrestre, elles furent utilisées pour calculer le décalage en vitesse affectant chaque spectre, pour ensuite corriger la vitesse radiale de l'étoile dans chaque spectre individuel. Ceci fut rendu possible en utilisant la méthode LSD (*Least Square Deconvolution*) développée par Donati et al. (1997)

sur ces raies de vapeur d'eau (cf. paragraphe **Principe de la méthode LSD**).
- la dernière étape de la réduction de données consista à déterminer la vitesse radiale de HD 104237 dans le référentiel héliocentrique. Cela fut réalisé au moyen de profils LSD calculés pour tous les spectres au moyen d'un masque de type spectral A4. Une gaussienne fut ajustée à chacun de ces profils équivalents résiduels afin de mesurer leur centroïde, qui fournit la valeur de la vitesse radiale. La précision de cette calibration en vitesse atteinte grâce à cette méthode fut estimée à environ $100\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ pour les jeux de données étudiés ;
- en outre, les dates juliennes héliocentriques (HJD) de chaque profil LSD, c'est-à-dire de chaque spectre, ont été calculées.

Les valeurs de rapport signal sur bruit (SNR, pour Signal to Noise Ratio) par pixel à 550 nm s'étendait de 30 à 120 en 1999 et de 30 à 110 en 2000, avec des valeurs typiques de 50 à 70.

Les détails concernant ces observations et leur réduction de données sont décrits de manière plus exhaustive dans Böhm et al. (2004).

Principe de la méthode LSD

L'information contenue dans une raie spectrale individuelle d'intensité faible, voire moyenne, est souvent trop polluée par le bruit environnant pour pouvoir être exploitée. D'autre part, l'analyse des pulsations stellaires par le biais de la spectroscopie haute résolution requiert de hauts rapports signal sur bruit (SNR), ce qui n'est généralement pas le cas des spectres individuels des campagnes d'observation SAAO de 1999 et 2000. Comment, alors, augmenter artificiellement le SNR d'un profil de raie pour le rendre exploitable ?
Dans la mesure où l'information recherchée dans les raies spectrales n'est pas une information contenue dans un profil de raie individuelle, mais une information supposée affecter l'ensemble des raies (variation de vitesse radiale, pulsations stellaires, champ magnétique, etc.), la méthode LSD est toute indiquée pour extraire cette information et en optimiser la lisibilité. Cette méthode consiste à extraire d'un spectre stellaire un profil photosphérique déconvolué équivalent prenant en compte les informations (en particulier pulsationnelles) contenues dans plus de 500 raies photosphériques présentes dans ce spectre (pour la gamme de température qui nous intéresse), ainsi que du bruit local affectant chaque raie. Pour ce faire, elle suppose que, à l'ordre zéro, le profil local de toutes les raies spectrales sélectionnées sont de forme similaire (mais avec des profondeurs centrales propres différentes) et affectées de la même manière par des phénomènes tels que les oscillations stellaires ou des variations de vitesses. Chaque raie est donc en quelque sorte la réalisation différente d'une même mesure du phénomènes à l'étude et une com-

binaison de toutes ces réalisations permet d'augmenter le SNR. Selon cette hypothèse, le spectre stellaire ne serait alors que la convolution d'un profil moyen par ce qu'on appelle un masque, c'est-à-dire un peigne de Dirac dont l'emplacement et la profondeur des fonctions de Dirac correspondent respectivement aux positions et aux profondeurs des raies photosphériques d'un spectre théorique dont les paramètres correspondent autant que possible aux paramètres fondamentaux de l'étoile (un masque correspondant à un type spectral A4 (Kurucz) fut utilisé dans le cas de HD 104237, sur la base des résultats annoncés par Donati et al. 1997). Ainsi, à l'inverse, la déconvolution du spectre stellaire observé par le masque sélectionné fournit un profil photosphérique équivalent dont le SNR est bien plus élevé que celui avoisinant les raies individuelles. Le gain en SNR obtenu grâce à cette méthode est environ égal à la racine carrée du nombre de raies spectrales utilisées (un peu moins en pratique). Par exemple, avec 500 raies photosphériques, le SNR devrait théoriquement être augmenté d'un facteur 18 (cf. Donati et al. 1997), c'est-à-dire qu'un SNR de 540 peut être atteint à partir de 500 raies spectrales de SNR égal à 30 (30 étant la valeur de SNR/pixel à 550 nm la plus basse des observations SAAO 1999 et 2000.

La détermination des paramètres fondamentaux décrites dans le chapitre 5 a été accomplie à partir des données de la nuit du 12 avril 2000, nuit très proche du périastron. Au périastron, la Primaire et la Secondaire sont les plus proches sur l'orbite excentrique de la binaire et la seconde loi de Kepler – ou loi des aires – basée sur la conservation du moment angulaire, nous indique que la vitesse relative des deux composantes est alors maximale. L'évolution temporelle de la vitesse orbitale des deux composantes de la binaire spectroscopique HD 104237, pour la période d'observation d'avril 2000 au SAAO, est montrée dans la Figure 2.2. La ΔHJD (HJD= 2 450 000 + ΔHJD) pour laquelle les courbes orbitales délimitées par les étoiles noires (Primaire) et les étoiles grises (Secondaire) présentent un éloignement maximum correspond à la date du périastron. La nuit du 12 avril 2000, dont les ΔHJD sont comprises entre 1647.27 à 1647.42, en est la plus proche. Les vitesses orbitales de la Primaire et de la Secondaire et la vitesse systémique (c'est-à-dire la vitesse du centre de masse du système binaire) sont reliées via l'équation suivante :

$$M_{\rm P}\,\overrightarrow{v_{\rm orb}}({\rm P}) + M_{\rm S}\,\overrightarrow{v_{\rm orb}}({\rm S}) = (M_{\rm P} + M_{\rm S})\,\overrightarrow{v_{\rm syst}}\ . \qquad (2.1)$$

Les valeurs de vitesses orbitales et systémique mesurée depuis la Terre sont les projections de ces valeurs vectorielles sur la ligne de visée (par la suite, toutes les vitesses dont nous parlerons seront des vitesses projetées sur la ligne de visée). Pendant la nuit du 12 avril 2000 en particulier, la vitesse orbitale moyenne de la Primaire est minimale et égale à $-11.36\,{\rm km\,s^{-1}}$ (une vitesse négative correspondant à un rapprochement de la source par rapport à l'observateur, et *vice versa*), alors que la vitesse orbitale moyenne de la Secondaire est maximale et égale à $46.58\,{\rm km\,s^{-1}}$. Leur vitesse relative est donc d'environ $58\,{\rm km\,s^{-1}}$, ce qui est égal à près de 5 fois la valeur de $v \sin i$. A cette date, une raie donnée du spectre de la Primaire, même large de $\pm 2.5\,v \sin i$, n'est donc pas (ou très peu) polluée

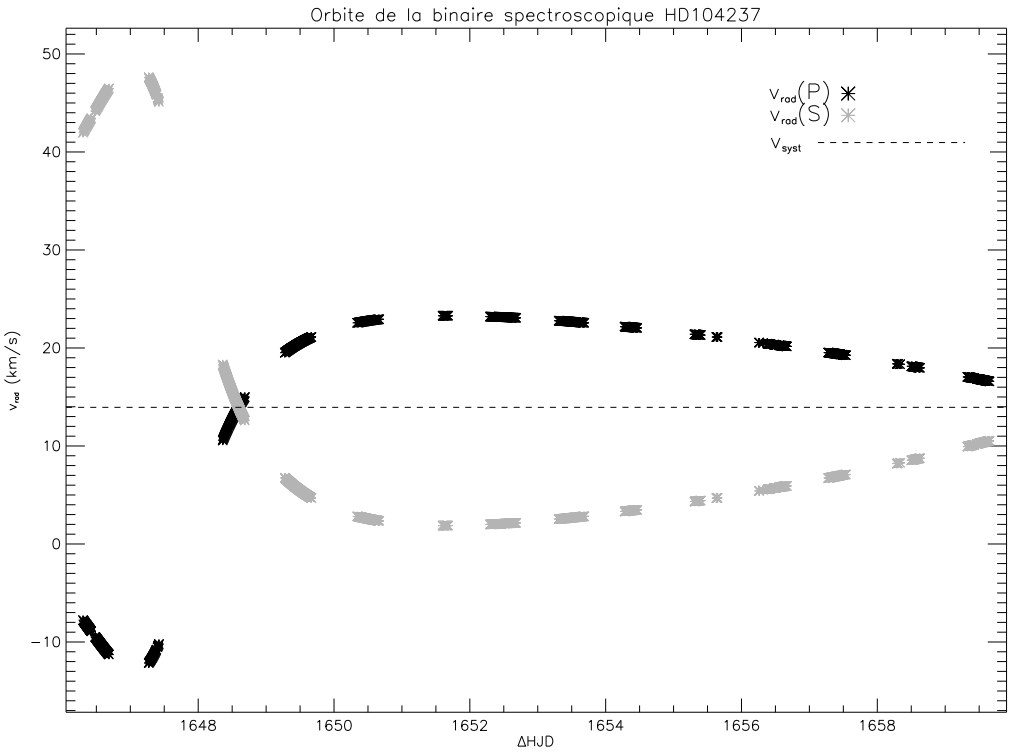


FIGURE 2.2 – Composantes primaire et secondaire de l'orbite de la binaire spectroscopique HD 104237 pour la campagne d'observation d'avril 2000 au SAAO. En noir : vitesses radiales de la Primaire en fonction de la ΔHJD (telle que HJD= 2 450 000 + ΔHJD). En gris : l'équivalent pour la Secondaire. Tirets : vitesse systémique de l'orbite ($v_{\rm syst}$ = 13.943 km s^{-1}).

par son homologue du spectre de la Secondaire.
Ainsi, pour autant que nous fassions attention à ce que d'autres raies de la Secondaire ne soient pas décalées par $-v_{\rm orb}$(P) + $v_{\rm orb}$(S) jusque dans une raie de la Primaire, le choix de la date du 12 avril 2000 permet d'éviter au maximum la pollution engendrée par le faible compagnon secondaire HD 104237b dans le spectre de la Primaire.

La détection et l'identification des pulsations non-radiales décrites dans le chapitre 7 ont été effectuées à partir des données de la campagne d'observations de 1999, et plus particulièrement les nuits du 22 au 26 avril, ces nuits présentant individuellement les plus longues couvertures temporelles. A titre d'exemple, 155 spectres haute résolution furent obtenus sur les 10.9 h d'observations de la nuit du 26 avril 1999. D'autre part, étant donné la position de la Secondaire dans le diagramme HR (par rapport à la bande d'instabilité PMS), on ne s'attend pas à y observer de pulsation : la contribution permanente (mais faible) de la Secondaire au profil moyen sera donc considérée comme constante sur la durée durant la nuit.

Date	Durée des séries temporelles (h)	Nombre de spectres	SNR (pixel^{-1}) à 550 nm
22 Avril 1999	8.2	74	55-120
23 Avril 1999	10.2	91	40-90
24 Avril 1999	10.8	136	30-100
25 Avril 1999	10.9	156	30-60
26 Avril 1999	7.7	58	30-80
12 Avril 2000	3.6	35	40-60

TABLEAU 2.3 – Log des observations obtenues avec le spectrographe GIRAFFE du SAAO (Böhm et al., 2004), sur lesquelles se sont basées nos travaux.

Les "journal" (*log*) des observations avec lesquelles nous avons travaillé sont résumés dans le tableau 2.3.

2.2.2 Elaboration d'un catalogue d'étoiles Ae/Be de Herbig

Comme nous l'avons expliqué précédemment, la caractérisation de la bande d'instabilité PMS passe par l'augmentation de la taille de l'échantillon d'étoiles HAeBe détectées pulsantes et ayant fait l'objet d'une étude sismique complète. Dans ce but, de nombreuses demandes de temps de télescopes ont été effectuées et un catalogue synthétisant les informations de la littérature relatives à plus de 90 étoiles de Herbig connues, leurs paramètres stellaires principaux (magnitude visuelle, type spectral, $T_{\rm eff}$, luminosité, $\log g$, masse, rayon, $v \sin i$, âge, etc.) et leurs caractéristiques pulsationnelles (techniques d'observation, fréquences, amplitudes) a été développé. Ce catalogue pourra prochainement être mis à disposition sur demande.

2.2.3 Observations HARPS

Les résultats qui seront présentés dans le chapitre 9 se basent sur des observations spectroscopiques de haute résolution obtenues pendant les nuits des 10, 11 et 12 novembre 2008 avec le spectrographe HARPS installé sur le télescope de 3.6 m de l'Observatoire de l'ESO situé à la Silla, au Chili. Par la suite, pour plus de commodité nous désignerons cette campagne d'observations simplement sous le nom de "campagne HARPS 2008".

HARPS

HARPS [3] (*High Accuracy Radial velocity Planet Researcher*) est un spectrographe

3. http ://www.eso.org/sci/facilities/lasilla/instruments/harps/

échelle de haute résolution alimenté depuis le télescope de 3.6 m par deux fibres optiques. Il a été conçu pour la mesure ultra-précise de vitesses radiales ($\approx 1\,\mathrm{m\,s^{-1}}$) dans le but de détecter des planètes extra-solaires de faibles masses (de type Saturne). Il se trouve donc être parfaitement adapté à la recherche d'oscillations stellaires de très faibles amplitudes. Pour cette raison, cet instrument, dont l'accès est très convoité et soumis à une forte pression de demandes de temps, est d'un grand intérêt pour nos recherches. Ses atouts sont multiples.

- La très grande stabilité spectrale de HARPS, qui permet d'obtenir une telle précision dans la mesure des vitesses radiales, vient du fait qu'il est installé dans une enceinte sous-vide (pression $< 10^{-2}$ mbar) dont la température est constante et strictement contrôlée (T=17° C). Afin d'atteindre la meilleure précision en vitesses radiales, un spectre provenant d'une lampe Thorium-Argon peut être acquis en même temps que le spectre stellaire via la seconde fibre optique alimentant le spectrographe.

- Le vaste domaine de longueurs d'onde couvert par le spectrographe s'étend de 378 à 691 nm, sur 72 ordres. Cela représente la quasi-totalité du domaine visible et permet de pouvoir pleinement profiter du gain en SNR offert par la méthode LSD sur une telle gamme de longueurs d'onde.

- Sa résolution peut atteindre 115 000 à 120 000 en mode "HAM" (*High Accuracy Mode*). Un autre mode, le *High Efficiency Mode* appelé "EGGS", disponible depuis octobre 2006, permet d'améliorer l'efficacité de la collecte de photons en utilisant des fibres optiques d'ouverture projetée sur le ciel plus large (1.4 arcsec contre 1.0 arcsec en mode HAM) et de diamètre plus important (100 μm contre 70 μm en mode HAM). Cela permet, en mode EGGS, un gain de flux de facteur ≈ 1.75 par rapport au mode HAM.
  La résolution atteinte en mode EGGS demeure très élevée : $R \approx 80\,000$ (ce qui donne un élément résolu $\Delta v \simeq 3.75\,\mathrm{km\,s^{-1}}$). Un tel mode peut être utilisé lorsqu'une précision en vitesse radiale inférieure à $30\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ n'est pas nécessaire. Une telle précision étant optimale pour résoudre les variations de vitesse - ou de longueur d'onde - de très faible amplitude induites par des pulsations non-radiales de haut degré (cf. chapitre 6, section 6.6), nous avons décidé d'observer en mode EGGS, afin d'augmenter le SNR de nos observations par rapport au mode HAM. En effet, d'expérience, un SNR minimal de 100 (par élément résolu à 550 nm, pour une résolution typique de 50 000, un élément résolu étant ici approximativement égal à 4 pixels) est nécessaire pour extraire les faibles signatures de pulsations non-radiales dont l'amplitude peut être inférieure à 0.1% du continu.
  Les temps d'exposition relatifs à l'observation de chaque étoile sont choisis afin

d'obtenir l'échantillonnage le plus élevé autorisé par la magnitude de l'étoile. En particulier, le mode EGGS permet d'envisager des temps d'exposition suffisamment courts pour des étoiles assez faibles telles que nos étoiles cibles (cf. paragraphe suivant). Les pulsations observées dans les étoiles HAeBe ayant des périodes typiques des variables δ Scuti, à savoir d'une trentaine de minutes à plusieurs heures, les temps d'exposition allèrent de 5 à 15 minutes, afin d'obtenir au moins 4 points dans une période type d'une heure.

Etoiles cibles

L'objectif initial était d'observer 4 étoiles réparties sur 4 nuits, prioritairement des étoiles détectées pulsantes par photométrie, à raison d'une étoile par nuit afin d'obtenir une couverture temporelle suffisante pour échantillonner plusieurs périodes de pulsation et de réduire l'incertitude sur les fréquences détectées (cette incertitude étant estimée à $1/4\Delta t$ selon Kurtz & Müller (1999), où t est la durée totale du jeu de données relatif à l'étoile). Trois nuits nous ont finalement été accordées les 10, 11 et 12 novembre 2008, et nous avons néanmoins décidé de conserver le nombre de quatre étoiles à observer, réparties sur les trois nuits. Il s'agissait des étoiles de Herbig suivantes : V1247 Ori, HD 35929, PDS 2 et HD 190073.

Ces étoiles ont été choisies car leur position dans le diagramme HR les situaient à l'intérieur ou proches de la bande d'instabilité PMS que l'on cherche à contraindre et caractériser. En particulier, des pulsations ont été détectées par photométrie dans trois de ces quatre étoiles, à savoir V1247 Ori, HD 35929 et PDS 2. D'autres étoiles de Herbig pulsantes avaient été envisagées pour cette campagne "HARPS 2008", mais leur observation s'est révélée impossible ou infructueuse, soit pour des raisons liées aux limites techniques du télescope (limites de pointage, limites liées à la direction des vents selon l'orientation de l'étoile à pointer, etc.), soit parce qu'une première vérification des spectres de ces potentielles cibles obtenus avec HARPS a montré qu'ils n'étaient pas suffisamment photosphériques (trop de composantes en émission dans les raies) ou trop bruités pour être exploitables. Une quatrième étoile de Herbig pour laquelle aucune recherche de pulsation n'avait encore été publiée a donc été choisie : HD 190073.

Les paramètres fondamentaux de ces quatre étoiles cibles sont présentés dans le tableau 2.4. Les résultats d'études sismiques précédentes des trois étoiles cibles pulsantes de cette campagne HARPS 2008 figurent dans le tableau 2.5. Enfin, la figure 2.3 indique la position de ces étoiles dans le diagramme HR, en particulier par rapport à la bande d'instabilité PMS théorique prévue par Marconi & Palla (1998). HD 104237 a également été placée dans ce diagramme HR.

La position de V1247 Ori dans ce diagramme a été déterminée en supposant un $\log g$ de 4 pour cette étoile, ce qui est une valeur typique pour les classes de luminosité concer-

nées par les étoiles de Herbig. Cette hypothèse a permis d'estimer une valeur de $\log L/L_\odot \approx 1$ pour cette étoile. La position de HD 35929 suit les résultats spectroscopiques de Miroshnichenko et al. (2004). N'ayant aucune information sur l'étoile PDS 2, hormis sa $T_{\rm eff}$, nous avons simplement matérialisé sa position dans le diagramme HR par une ligne verticale, sans pouvoir faire d'hypothèse sur sa luminosité. Remarquons cependant qu'à la valeur de $T_{\rm eff}$ annoncée par Vieira et al. (2003), cette étoile se trouve dans la bande d'instabilité pour des valeurs $\log L/L_\odot \geq 1.4$. Enfin, à partir des valeurs de masse et de rayon déterminées par Sartori et al. (2010) pour HD 190073, nous avons estimé les valeurs de $\log L/L_\odot$ et $\log g$ à 1.8 et 3.8 respectivement.

Description de la campagne d'observations

Le spectrographe étant en "configuration EGGS", un mode d'observation simultanée d'une lampe au thorium via la seconde fibre optique (la première acheminant la lumière de l'étoile vers le spectrographe) a été choisie. Avant les observations, une séquence de calibration standard a été effectuée : une exposition pour le biais des CCD, deux expositions (une par fibre) avec des lampes au tungstène pour la localisation des ordres, cinq expositions (impliquant simultanément les deux fibres) avec des lampes au tungstène relatives au *flat-field* et deux expositions avec des lampes au thorium pour pouvoir tenir compte du *drift* instrumental.

Le temps d'exposition optimal de chaque étoile a été déterminé en considérant leur(s) période(s) de pulsation(s), si détectée(s), leur magnitude visuelle, et ce à l'aide du *HARPS Exposure Time Calculator* (ETC). Le gain en flux entre le mode HAM et le mode EGGS étant d'environ 1.75 et le SNR fourni par l'ETC de HARPS étant calculé pour le mode HAM, celui-ci a été corrigé d'un facteur $\sqrt{1.75}$ dans nos simulations.

V1247 Ori ayant une magnitude visuelle de 9.82 et une période de pulsation d'environ 2h20min, un temps d'exposition de 10 à 15 minutes était souhaitable pour bien échantillonner sa période de pulsation. La valeur de SNR par pixel à 550 nm fournie par l'ETC est alors respectivement de 87 et 107. La durée d'exposition adoptée pour l'étoile V1247 Ori est donc de 15 minutes.

Le temps d'exposition des autres étoiles est estimé suivant la même démarche :

- la magnitude visuelle de HD 35929 étant plus faible (étoile plus brillante), des durées d'exposition de 10 minutes sont envisageables. L'ETC annonce alors une valeur de SNR par pixel à 550 nm de 185 ;
- des temps d'exposition minimaux de 15 minutes sont nécessaires pour PDS 2, cette étoile étant la plus faibles de nos étoiles cibles, avec la plus forte valeur de $m_{\rm v}$ (10.73). L'estimation du SNR est alors de 70. Notons que cette étoile n'était observable qu'en début de nuit, c'est pourquoi elle a été observé en première partie des nuits des 11 et 12 novembre. Ces nuits ont été complétées par l'observation de

V1247 Ori, dont l'observation optimale se faisait plutôt en seconde partie de nuit ;
- enfin, HD 190073 étant la plus brillante de nos cibles (m_v = 7.82), une durée d'exposition de 10 minutes a été choisie pour cette étoile pour laquelle aucune pulsation n'a encore été détectée. L'ETC fournit alors une valeur de 275 pour le SNR par élément résolu à 550 nm.

Notons que toutes les durées d'exposition adoptées permettent au minimum de suffisamment échantillonner les périodes déjà détectées dans ces étoiles par photométrie, ainsi que d'éventuelles périodes additionnelles inconnues dont la période, typique des δ Scuti, est de l'ordre de la demi-heure à quelques heures.

Le journal (*log*) des observations obtenues lors de la campagne d'observations HARPS 2008 est présenté dans le tableau 2.6.

Réduction de données

La réduction de données de la campagne d'observations HARPS 2008 a été effectuée de manière standard en utilisant le *pipeline* de réduction de données associé à HARPS. Celui-ci inclut la correction du biais des CCD, du *flat-field*, de la présence éventuelle de rayons cosmiques, etc. et attribue une grille de longueurs d'onde au spectre. Au final, parmi les fichiers résultant de la réduction de nos données figure, pour chaque pose de chaque étoile, un fichier FITS du spectre complet calibré en longueur d'onde et pré-normalisé dont le continu varie de manière lente mais significative sur la totalité du spectre. Une re-normalisation de ces spectres a donc été nécessaire pour réaliser l'analyse fréquentielle et, le cas échéant, la détermination des modes de pulsation de ces étoiles. Cela sera présenté dans le chapitre 9.

Nom	m_v	Type spectal	$T_{\rm eff}$ (K)	$\log T_{\rm eff}$	$\log L/L_\odot$	$\log g$	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$	$v \sin i$ (km s^{-1})	Age (10^6 ans)
V1247 Ori	9.82	F0V [e]	7200 [d]	3.86 [d]			1.0-1.5 [g]			< 1 [g]
HD 35929	8.20	F0IIIe [d]	7080 ± 170 [c] 6880 ± 100 [e]	3.85 ± 0.01 [c] 3.838 ± 0.006 [e]	$2.0^{+0.06}_{-0.07}$ [c] 1.7 ± 0.2 [e]	*3.35* 3.3 ± 0.1 [e]	3.6 [c] 2.3 ± 0.2	6.6 [f]	150 ± 30 [a] 70 ± 5 [e]	3.2 [a]
PDS 2	10.73	F3V [e]	6750 [d]	3.83 [d]					175 [d]	
HD 190073	7.82	A2IVpe [f]	8900^{+1100}_{-1000} [a]	3.95 ± 0.05 [a]	≥ 1.80 [a]	*3.8*	2.7 [f]	3.3 [f]	20 [b]	1.3 [f]

TABLEAU 2.4 – Paramètres stellaires des étoiles cibles de la campagne d'observation HARPS 2008. Références : [a] van den Ancker et al. (1998), [b] Corporon & Lagrange (1999), [c] Marconi et al. (2000), [d] Vieira et al. (2003), [e] Miroshnichenko et al. (2004), [f] Wade et al. (2007), [g] Sartori et al. (2010).

Nom de l'étoile	Fréquence (d^{-1})	Période (h)	Amplitude (mag)	Réf.
V1247 Ori	10.31276 ± 0.00025	2.327	0.016 ± 0.008	(1)
	11.11	2.16	< 0.05	(4)
	0.013	1806	< 0.05	(4)
HD 35929	5.10 ± 0.13	4.7 ± 0.1	0.02	(2)
PDS 2	17.05	1.41		(3)
	13.77	1.74		(3)
	24.24	0.99		(3)

TABLEAU 2.5 – Résultats des études sismiques précédentes relatives aux étoiles cibles de la campagne d'observations HARPS 2008. Références : (1) Lampens & Rufener (1990), (2) Marconi et al. (2000), (3) Bernabei et al. (2007), (4) Caballero (2010) (citant Debosscher et al. 2007).

Date	Etoile	Durée des séries temp. (h)	Nbre de spectres	SNR ($pixel^{-1}$) à 550 nm
10 Nov. 2008	HD 190073	1.5	8	150-175
	PDS 2	1.0	4	50-52
	HD 35929	4.7	27	94-138
11 Nov. 2008	PDS 2	2.9	12	48-56
	V1247 Ori	3.4	13	80-93
12 Nov. 2008	PDS 2	3.1	12	57-62
	V1247 Ori	6.0	23	71-99

TABLEAU 2.6 – Log des observations obtenues avec le spectrographe HARPS de l'Observatoire de la Silla (Chili) du 10 au 12 novembre 2008. Colonne 1 : date des observations, colonne 2 : nom des étoiles observées, colonne 3 et 4, respectivement : durée des séries temporelles et nombres de spectres relatifs à chaque étoile et à chaque nuit d'observation, colonne 5 : SNR moyen $pixel^{-1}$ à 550 nm.

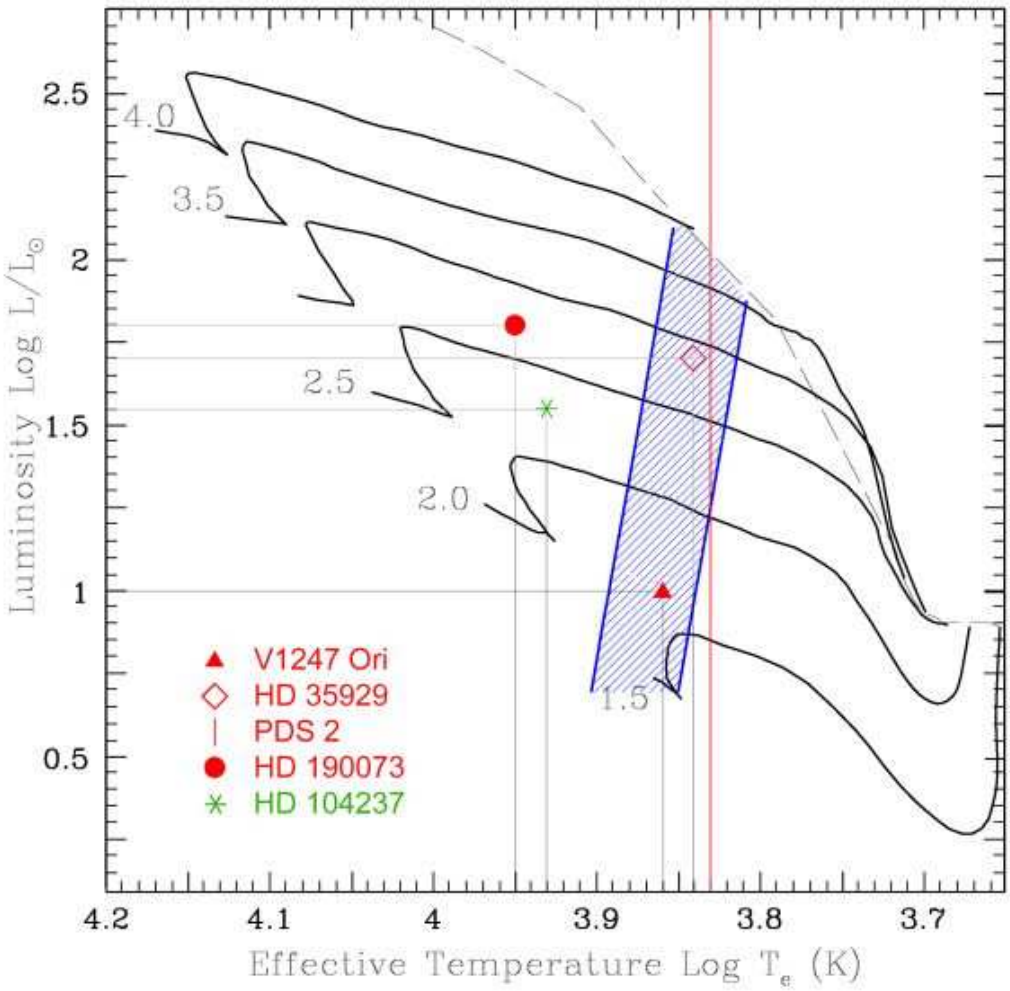


FIGURE 2.3 – Position dans le diagramme HR de HD 104237 et des étoiles cibles de la campagne d'observations HARPS 2008. La région hachurée bleue correspond à la bande d'instabilité PMS prévue théoriquement pour les 3 premiers modes radiaux par Marconi & Palla (1998) ; bord rouge : fondamental, bord bleu : second harmonique. Les trajets évolutifs sont ceux de Palla & Stahler (2001). (Graphique extrait de Marconi & Palla (2004) et modifié.)

Partie II

Développement d'outils numériques pour l'analyse spectroscopique

3

La formation des spectres stellaires : rappels théoriques

Sommaire

3.1 La photosphère stellaire 49
3.1.1 Définition 49
3.1.2 De la validité de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local dans une photosphère stellaire 50
3.1.3 Approximation des gaz parfaits dans les atmosphères stellaires 53
3.2 La formation des raies spectrales 53
3.2.1 Quelques rappels de transfert radiatif 53
3.2.2 L'opacité du continu 64
3.2.3 L'opacité des raies 66
3.2.4 ETR incluant opacité des raies et opacité du continu 71
3.2.5 Sensibilité des raies à $T_{\rm eff}$, $\log g$ et aux abondances 74

Qu'elle se fasse par photométrie ou par spectroscopie, l'étude des paramètres physique d'une étoile passe par la lumière qui s'en échappe et nécessite donc la compréhension des informations portées par celle-ci. Dans le cas de la spectroscopie, c'est-à-dire l'étude des spectres stellaires, cette informations se trouve à la fois dans le continu des spectres et dans les raies spectrales. Dans le cas de HD 104237, nous avons travaillé en particulier avec des spectres stellaires normalisés de haute-résolution et de haut rapport signal/bruit, comme nous le préciserons par la suite (cf. Chapitre 4), et nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux raies photosphériques pour déterminer les paramètres physiques fondamentaux de cette étoile (cf. Chapitre 5). Nous replaçons ici ces deux démarches (normalisation de spectres et analyse des raies spectrales) dans leur contexte théorique, en rappelant les définitions de photosphère stellaire, de corps noir et d'équilibre thermodynamique local et en exposant les équations principales relatives au transfert radiatif, à la formation des spectres stellaires (continu et raies spectrales) et à l'impact des paramètres stellaires fondamentaux sur le profil des raies spectrales. C'est la sensibilité des raies spectrales à ces paramètres fondamentaux qui en fait un excellent outil d'analyse de la photosphère stellaire. Ce chapitre constitue une synthèse d'informations trouvées principalement dans les ouvrages de Gray (1992) et de Mihalas (1978), dans les excellentes notes du cours "Introduction aux atmosphères stellaires" de G. Fontaine ainsi que dans les notes des cours "Bases physiques de l'astrophysique" de G. Meynet et A. Maeder et "Astrophysique" de J. Ferreira, que le le lecteur est invité à consulter pour plus de détails.

3.1 La photosphère stellaire

3.1.1 Définition

La région de transition entre l'intérieur d'une étoile et le milieu circumstellaire est appelée atmosphère stellaire. Les phénomènes qui s'y produisent dépendent de la densité des gaz qui s'y trouvent et de l'énergie qui s'en échappe, et donc de la masse et de l'âge de l'étoile considérée, mais aussi de sa composition chimique, de son moment angulaire, de la rotation, du champ de radiation, du champ magnétique, etc. Une atmosphère stellaire est composée de plusieurs couches : une subphotosphère (ou sous-photosphère), une photosphère et éventuellement une chromosphère et une couronne. La photosphère (du grec ancien *photos* signifiant lumière et *sphaîra*, sphère) est la couche stellaire d'où s'échappent les photons provenant des couches plus profondes de l'étoile. L'essentiel d'un spectre stellaire observé dans le domaine visible en est originaire, ce qui en fait une couche atmosphérique d'intérêt majeur. L'étude des régions plus superficielles que la photosphère se fait typiquement à des longueurs d'onde plus courtes ou plus longues que celles du visible.

L'étoile devenant visible à partir de cette zone, la partie externe de la photosphère est considérée comme sa surface, même s'il s'agit-là d'une surface virtuelle. Inversement, elle

s'étend en profondeur jusqu'à que la matière stellaire devienne complètement opaque aux photons. Cela sera plus détaillé dans la Section 3.2. Les paramètres fondamentaux dont l'étude fait l'objet du Chapitre 5, à savoir la température effective, la gravité de surface et les abondances chimiques, caractérisent la photosphère stellaire.

3.1.2 De la validité de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local dans une photosphère stellaire

Le corps noir

Un corps noir (CN) est un absorbeur parfait de toute radiation électromagnétique. Une enceinte isotherme complètement close munie d'une minuscule ouverture en constitue un exemple. En effet, un photon qui y pénétrerait aurait une infime probabilité d'en ressortir et finirait absorbé par les parois de l'enceinte ou le gaz qui s'y trouve. Cette probabilité n'étant pas nulle, l'absorbeur n'est pas strictement parfait, mais peut tendre à l'être si la taille de l'ouverture est négligeable par rapport à la taille des parois, et selon la rugosité et le coefficient de réflexion de ces parois. A l'inverse, si cette même enceinte est chauffée et que ses parois se mettent à émettre des photons, ceux-ci sont piégés car ré-absorbés à l'intérieur de l'enceinte, la minuscule ouverture ne laissant s'échapper qu'un nombre négligeable d'entre eux. Si le chauffage de l'enceinte est effectué de telle manière que la température de ses parois reste constante et uniforme, alors un équilibre s'installe au sein de l'enceinte : chaque processus physique est contrebalancé par un processus inverse (par exemple, l'émission d'un photon est contre-balancé par sa ré-absorption). L'enceinte est alors dite en équilibre thermodynamique (c'est-à-dire en équilibre thermique, mécanique, radiatif et chimique) et une seule variable thermodynamique est nécessaire pour la décrire : sa température. Une petite partie du rayonnement interne à l'enceinte parvient bien à s'échapper, ce qui permet d'en mesurer le spectre électromagnétique caractéristique, mais cette fraction est trop minime pour perturber l'équilibre thermodynamique de l'enceinte et la notion de corps noir reste tout à fait valable pour la décrire.

Parallèle entre le corps noir et la photosphère stellaire

A la base de la photosphère stellaire, la plupart des photons issus des couches stellaires plus profondes (produits par les réactions nucléaires au centre de l'étoile) ne peuvent s'échapper : la grandeur physique appelée "profondeur optique", τ_ν (cf. Section 3.2, équation (3.17)), est telle que $\tau_\nu \gg 1$ et le milieu est alors dit "optiquement épais". Les photons sont ré-absorbés tout près de là où ils sont émis, c'est-à-dire que leur libre parcours moyen (lpm), soit la distance moyenne qu'un photon va pouvoir parcourir dans le milieu avant

d'être absorbé, est très court [1].
Dans la photosphère stellaire, la matière est généralement suffisamment dense pour que les collisions entre les particules thermalisent complètement le milieu. Elle est localement en équilibre thermodynamique, ce qui signifie que son état microscopique local est décrit par une seule variable thermodynamique, la température. Dans une couche profonde de la photosphère stellaire, de taille bien plus grande que le lpm d'un photon et où les interactions photons-matière sont très nombreuses : un photon ne "verra" pas de variation de température le long de son lpm. Le rayonnement est donc thermalisé et en équilibre avec la matière dans laquelle il est (quasi-) piégé. Le milieu peut donc être considéré en Equilibre Thermodynamique Local (ou ETL) et cette zone profonde de la photosphère stellaire est assimilable à un corps noir (notons toutefois qu'en réalité, de nombreux écarts à l'ETL sont observés). Dans ce cas, la distribution spectrale du rayonnement, dit rayonnement thermique d'un corps noir de température T (où T est la température d'équilibre rayonnement-matière du CN), suit alors la loi de Planck dont nous rappelons ici l'expression de la luminance énergétique spectrale (monochromatique) :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\mathrm{e}^{hc/\lambda kT} - 1} \,, \tag{3.1}$$

où h est la constante de Planck (h= $6.626\,10^{-27}$ erg s), c la vitesse de la lumière dans le vide (c= $2.998\,10^{10}$ cm s^{-1}) et k la constante de Boltzmann (k= $1.381\,10^{-16}$ erg K^{-1}). La partie $\frac{1}{\mathrm{e}^{hc/\lambda kT}-1}$ découle de la statistique de Bose-Einstein et représente le nombre d'occupation de photons par état de spin.

Notons que de nombreux codes numériques de synthèse spectrale font l'hypothèse de l'ETL. C'est le cas du code SYNTH3 ayant servi à notre étude des paramètres fondamentaux de HD 104237, qui sera décrit dans la Section 5.2.3.

En outre, dans ces couches optiquement épaisses ou l'ETL est possible :

- la distribution des vitesses des particules est maxwellienne, pour la même température T. La fraction $f(v) = \mathrm{d}N_v/N_{\mathrm{total}}$ de particules de masse m ayant une vitesse comprise entre v et $v + \mathrm{d}v$ est donnée par l'équation :

$$f(v)\,\mathrm{d}v = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2\,k\,T}\right)^{3/2} \mathrm{e}^{-m\,v^2/2\,k\,T}\, v^2\,\mathrm{d}v \,. \tag{3.2}$$

  La vitesse la plus probable, c'est-à-dire celle pour laquelle le nombre de particules est le plus grand, est égale à $(2kT/m)^{1/2}$.

1. A titre d'exemple, il faudrait théoriquement environ 2 secondes à un photon pour parcourir un rayon solaire si son lpm était infini, alors qu'en réalité, il faut près d'un million d'années pour extraire l'énergie lumineuse du centre du soleil vers sa surface.

- les mécanismes de peuplement et dépeuplement des niveaux d'énergie d'un atome ou d'un ion donné sont majoritairement collisionnels (énergie mécanique, c'est-à-dire thermique). Les densités de populations n de deux niveaux excités u et l sont alors décrites par la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_\mathrm{u}}{N_\mathrm{l}} = \frac{g_\mathrm{u}}{g_\mathrm{l}} \mathrm{e}^{-(E_\mathrm{u}-E_\mathrm{l})/\mathrm{k}T} \ , \tag{3.3}$$

où u et l désignent respectivement les niveaux liés supérieurs et inférieurs, g est le poids statistique d'un niveau (directement lié à sa dégénérescence) et E son énergie d'excitation. De manière similaire, la densité numérique d'atomes dans un niveau excité n par rapport au nombre total d'atomes de l'espèce considérée est :

$$\frac{N_\mathrm{n}}{N} = \frac{g_\mathrm{n} \mathrm{e}^{-E_\mathrm{n}/\mathrm{k}T}}{g_1 + g_2 \mathrm{e}^{-E_2/\mathrm{k}T} + g_3 \mathrm{e}^{-E_2/\mathrm{k}T} + \ ...} = \frac{g_\mathrm{n}}{u(T)} 10^{-\theta E_\mathrm{n}} \tag{3.4}$$

où $u(T) = \sum g_i \mathrm{e}^{-E_i/\mathrm{k}T}$ est la fonction de partition de l'atome ou de l'ion considéré et $\theta = (\log \mathrm{e})/(\mathrm{k}T) = 5040/T$, où k s'exprime en eV K^{-1} pour être compatible avec une énergie E en eV. Les équations 3.3 et 3.4 permettent de décrire l'équilibre d'excitation d'un élément donné ;

- les équilibres d'ionisation sont régis par la loi de Saha :

$$\frac{N_\mathrm{l}}{N_0} P_\mathrm{e} = \frac{(2\pi \mathrm{m_e})^{\frac{3}{2}} (\mathrm{k}T)^{\frac{5}{2}}}{\mathrm{h}^3} \frac{2u_\mathrm{l}(T)}{u_0(T)} \mathrm{e}^{-I/\mathrm{k}T} \tag{3.5}$$

où N_l/N_0 est la fraction d'ions d'un état d'ionisation l donné par rapport au nombre d'atomes neutres de l'espèce chimique considérée, u_l/u_0 est le rapport des fonctions de partition correspondantes, P_e est la pression électronique, $\mathrm{m_e}$ est la masse de l'électron, h est la constante de Planck et I est l'énergie d'ionisation de l'état d'ionisation l. Si l'on utilise des unités c.g.s. pour $\mathrm{m_e}$, k et h, l'équation précédente devient :

$$\log\left(\frac{N_\mathrm{l}}{N_0} P_\mathrm{e}\right) = \frac{-5040}{T} I + 2.5 \log T + \log \frac{u_\mathrm{l}}{u_0} - 0.1762 \tag{3.6}$$

L'équation de Saha nous permet par exemple d'estimer le rapport du nombre d'ion de Fe II par rapport au nombre d'atome de Fe I (neutre) dans la photosphère de HD 104237, c'est-à-dire pour une T_eff d'environ 8500 K. En l'occurence, ce rapport y est d'environ de 3000, le Fe II est donc nettement majoritaire par rapport au Fe I dans la photosphère de HD 104237. Les atomes de Fe neutre, moins nombreux, seront donc nettement plus sensibles aux écarts à l'ETL dans cette étoile.

Notons que si l'équilibre thermodynamique n'était pas local, mais global, il n'y aurait pas

de flux à l'intérieur des étoiles. Le flux stellaire que nous pouvons observer est donc dû aux écarts à l'isotropie : une petite fraction des photons parvient finalement à quitter l'atmosphère stellaire au niveau des limites externes de la photosphère. Le spectre résultant de l'étoile est donc en quelque sorte le spectre de corps noir de ses couches plus profondes vu au travers de la photosphère. Les absorptions visibles dans le spectre stellaire, qui résultent de la traversée de la photosphère par les photons, en représentent la signature chimique, et témoignent des conditions de température et de masse volumique qui y règnent.

Plus les couches atmosphériques s'éloignent du centre de l'étoile, plus la profondeur optique diminue et le lpm des photons s'allonge, moins la matière est dense, et plus on s'éloigne des conditions ETL. C'est le cas des zones plus externes de la photosphère et, *a fortiori*, de la chromosphère et de la couronne.

3.1.3 Approximation des gaz parfaits dans les atmosphères stellaires

Comme nous venons de le voir, la densité gazeuse d'une atmosphère stellaire est suffisamment importante pour que les collisions thermalisent le milieu et que, sous certaines conditions, l'approximation de l'ETL soit valable. Notons que cette densité est également suffisamment faible pour que l'énergie moyenne d'interaction entre les particules soit bien plus faible que l'énergie cinétique moyenne, ce qui justifie l'utilisation d'une autre approximation dans les atmosphères stellaires : celle des gaz parfaits.

3.2 La formation des raies spectrales

Le continu et les raies spectrales résultent des interactions entre la lumière, c'est-à-dire les photons créés initialement par les réactions nucléaires au centre de l'étoile, et la matière stellaire. Pour comprendre leur formation, il est nécessaire de pouvoir décrire le champ de rayonnement et de connaître l'état de la matière à l'intérieur de l'atmosphère stellaire. Cela peut se faire en considérant la notion de "faisceau lumineux" issue de l'optique géométrique, sur laquelle se base la théorie du transfert radiatif. Nous ne développerons pas en détail cette théorie dans cette section, nous ferons simplement certains rappels utiles pour la suite de notre développement théorique.

3.2.1 Quelques rappels de transfert radiatif

L'intensité spécifique

Considérons une surface élémentaire orientée $\mathrm{d}\vec{A} = \mathrm{d}A\,\vec{n}$, où $\vec{n}$ est le vecteur unitaire normal à la surface, traversée par un faisceau lumineux de direction $\vec{k}$ donnée ($|\vec{k}| = 1$)

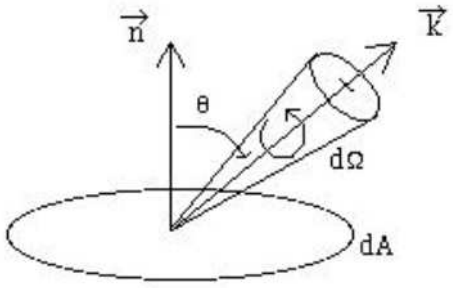


FIGURE 3.1 – Géométrie relative à un faisceau lumineux de direction $\vec{k}$ ($|\vec{k}| = 1$) et d'angle solide dΩ par rapport à une surface orientée d$\vec{A}$ = d$A\,\vec{n}$ ($|\vec{n}| = 1$). (Graphique extrait du cours "Astrophysique" de J. Ferreira).

telle que $\vec{k}.\vec{n} = \cos\theta$ et d'extension d'ange solide élémentaire dΩ (voir Figure 3.1). L'information d'intérêt n'est pas l'énergie du faisceau lumineux mais plutôt sa puissance, c'est-à-dire l'énergie qui traverse la surface dA par unité de temps. Cela permet de définir l'intensité spécifique monochromatique comme l'énergie dE_ν reçue pendant un temps dt par une surface dA de normale $\vec{n}$ traversée par un faisceau lumineux monochromatique de fréquence ν se propageant dans la direction $\vec{k}$:

$$I_\nu = \frac{\mathrm{d}E_\nu}{\vec{k}.\vec{n}\,\mathrm{d}A\,\mathrm{d}\nu\,\mathrm{d}t\,\mathrm{d}\Omega}\ . \tag{3.7}$$

En unités c.g.s., I_ν s'exprime en erg s-1 cm^{-2} sr^{-1} Hz^{-1}. L'intensité spécifique peut aussi s'exprimer en fonction de la longueur d'onde via la relation $I_\lambda \mathrm{d}\lambda = I_\nu \mathrm{d}\nu$, soit :

$$I_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} I_\nu\ . \tag{3.8}$$

Le flux radiatif

L'intensité spécifique décrit l'information élémentaire transportée par le faisceau lumineux. L'information sur le transport lui-même est contenue dans le vecteur flux énergétique défini par :

$$\mathrm{d}\vec{F}_\nu = I_\nu \mathrm{d}\Omega\,\vec{k}\ . \tag{3.9}$$

Le flux énergétique reçu à travers une surface donnée dA intégré selon toutes les directions est :

$$\mathfrak{F}_\nu = \oint I_\nu\,\cos\theta\,\mathrm{d}\Omega\ . \tag{3.10}$$

En unités c.g.s., il s'exprime en $\mathrm{erg\,s^{-1}\,cm^{-2}\,Hz^{-1}}$.

Remarque : si le champ de rayonnement décrit par I_ν est globalement isotrope, ce qui est le cas en équilibre thermodynamique, $\mathfrak{F}_\nu = I_\nu \oint \cos\theta \, \mathrm{d}\Omega = 0$. Le flux est donc une mesure de l'anisotropie du champ de rayonnement et la photosphère stellaire n'est pas en équilibre thermodynamique global, mais connaît bien une discontinuité rapide au niveau de la surface stellaire entre l'intérieur de l'étoile et le milieu interstellaire.

En un point de la surface émissive, le flux émergent s'écrit :

$$\mathrm{d}\mathfrak{F}_\nu = 2\,\pi \int_0^{\pi/2} I_\nu \, \cos\theta \, \sin\theta \, \mathrm{d}\theta \, . \tag{3.11}$$

L'intensité spécifique I_ν s'obtient en résolvant l'équation de transfert radiatif présentée dans le paragraphe suivant.

Le flux radiatif d'un corps noir ($I_\nu = B_\nu$, rayonnement isotrope) s'écrit :

$$\mathfrak{F}_\nu = \pi \, B_\nu \, . \tag{3.12}$$

Intégré sur toutes les fréquences, on obtient la loi de Stefan-Boltzmann pour le flux total d'un corps noir de température T :

$$\mathfrak{F} = \int_0^\infty \mathfrak{F}_\nu \, \mathrm{d}\nu = \sigma \, T^4 \, , \tag{3.13}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.6704\,10^{-5}\,\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}\,K^{-4}}$ en unités c.g.s.).

L'équation de transfert radiatif

L'équation de transfert du rayonnement décrit la variation de l'intensité spécifique le long d'un faisceau lumineux de direction s, celle-ci ayant trois origines distinctes :

$$\frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}s} = \left(\frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}s}\right)_{\text{absorption}} + \left(\frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}s}\right)_{\text{émission}} + \left(\frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}s}\right)_{\text{diffusion}} \, , \tag{3.14}$$

où $\mathrm{d}s = c\,\mathrm{d}t$ est l'élément de distance infinitésimal le long du trajet lumineux.

Coefficient d'absorption et profondeur optique : Si le faisceau lumineux traverse une couche de matière exclusivement absorbante, c'est-à-dire qu'elle ne contribue pas au

champ de rayonnement (par exemple, de la matière très froide), d'épaisseur dx et de masse volumique ρ, l'intensité spécifique diminuera de la quantité :

$$\mathrm{d}I_\nu = -\kappa_\nu \rho \, I_\nu \, \mathrm{d}s \; . \tag{3.15}$$

Le coefficient de proportionnalité, κ_ν, est appelé coefficient d'absorption massique, ou opacité, et il s'exprime en $\mathrm{cm}^2\,\mathrm{g}^{-1}$ en unités c.g.s. La matière a deux façons d'absorber un rayonnement incident : soit par une "vraie" absorption (ou absorption "pure"), c'est-à-dire que les photons sont détruits et leur énergie est thermalisée, soit par diffusion (ou "émission induite"), qui dévie les photons hors de l'angle solide considéré (sans changer beaucoup leur énergie).
De manière générale, on peut alors écrire le coefficient d'absorption en fonction de ses composantes d'absorption pure (exposant ^{A}) et de diffusion (exposant ^{D}) :

$$\kappa_\nu = \kappa_\nu^{\mathrm{A}} + \kappa_\nu^{\mathrm{D}} \; . \tag{3.16}$$

Une grandeur d'importance appelée profondeur optique monochromatique peut alors être définie. Il s'agit de la profondeur "ressentie" par le rayonnement, qui n'est pas simplement la profondeur géométrique ds puisqu'elle dépend aussi du coefficient d'absorption par unité de longueur $\kappa_\nu \rho$. Elle s'écrit :

$$\mathrm{d}\tau_\nu = \kappa_\nu \rho \, \mathrm{d}s \tag{3.17}$$

et est sans d'unité. L'équation (3.15) devient alors : $\mathrm{d}I_\nu = -I_\nu \, \tau_\nu$.

Le libre parcours moyen (lpm) d'un photon, c'est-à-dire la distance moyenne qu'il va pouvoir parcourir avant d'être absorbé, est défini par :

$$\mathrm{lpm} = \frac{1}{\kappa_\nu \rho} \; . \tag{3.18}$$

Coefficient d'émission : Dans le cas où la couche de matière traversée par le faisceau contribue au champ de rayonnement, il y a émission et l'intensité spécifique va augmenter d'une quantité :

$$\mathrm{d}I_\nu = j_\nu \rho \, \mathrm{d}s \; . \tag{3.19}$$

j_ν est le coefficient d'émission de la matière, indépendant du champ de rayonnement, exprimé en $\mathrm{erg\,s^{-1}\,g^{-1}\,rad^{-2}\,Hz^{-1}}$ (c.g.s.). Il peut également résulter de plusieurs processus : l'émission réelle (ou émission "pure"), c'est-à-dire la création de photons, et la diffusion de photons dans l'angle solide considéré.
De la même manière que pour le coefficient d'absorption, on peut écrire le coefficient d'émission en fonction de ses composantes d'émission pure et de diffusion :

$$j_\nu = j_\nu^{\mathrm{A}} + j_\nu^{\mathrm{D}} \; . \tag{3.20}$$

La fonction source est alors définie comme étant égale à :

$$S_\nu = \frac{\text{émission}}{\text{absorption}} = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \, . \tag{3.21}$$

Les processus d'absorption et d'émission dominant dans les atmosphères stellaires sont de trois types :

i) **les processus dits "lié-libre" :**
- la photo-ionisation : un photon est absorbé et son énergie sert à déloger une électron lié qui est éjecté de son atome ou son ion d'origine avec une énergie cinétique égale à la différence entre l'énergie du photon incident et son énergie de liaison ;
- la recombinaison (processus inverse de la photo-ionisation) : un électron libre est capturé par un ion ou un atome et un photon est émis, dont l'énergie est égale à la différence entre l'énergie cinétique initiale de l'électron et son énergie de liaison ;

ii) **les processus dits "libre-libre" :**
- l'absorption "libre-libre" (ou *bremsstrahlung* inverse) : un photon est absorbé par un électron libre qui se déplace sur une orbite hyperbolique dans le champ coulombien d'un ion et son énergie sert à faire passer l'électron dans une orbite d'énergie plus élevée ;
- l'émission *bremsstrahlung* (ou "rayonnement continu de freinage") : il s'agit du processus inverse de l'absorption "libre-libre". Un photon un créé par le ralentissement et la déviation d'un électron dans le champ coulombien d'un ion ;

iii) **les processus de type "lié-lié"**, où l'énergie des photons absorbés (ou émis) sert à modifier l'état d'excitation d'un atome ou d'un ion en permettant à un électron de sa couche électronique externe d'effectuer une transition entre deux niveaux différents d'énergie (plus élevée pour une excitation et plus faible pour une désexcitation).

Le coefficient d'absorption κ_ν est constitué d'un continu généré par les deux premiers types de processus d'absorption (cf. section 3.2.2), sur lequel se superposent des structures étroites correspondant à l'absorption des photons dues à des transitions entre niveaux liés dans les atomes ou les ions (cf. section 3.2.3). Ce sont les mécanismes d'absorption et d'émission qui couplent la matière et le rayonnement.

Equation du transfert radiatif : Considérant les expressions des coefficients d'absorption et d'émission (qui incluent les phénomènes de diffusion), l'équation 3.14 devient :

$$\frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}s} = -\kappa_\nu \rho \, I_\nu + j_\nu \rho \, . \tag{3.22}$$

En incluant l'expression de la fonction source S_ν définie par l'équation (3.21), on peut écrire :

$$\frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}\tau_\nu} = S_\nu - I_\nu \, . \tag{3.23}$$

L'équation (3.23) est l'équation (différentielle) du transfert radiatif (ETR). En générale, S_ν est une quantité complexe à calculer dans les atmosphères stellaires. Notons toutefois qu'à l'ETL et dans le cas de processus d'absorption et d'émission pures qui couplent matière et rayonnement, la fonction source est égale à la fonction de Planck : $S_\nu = B_\nu$ et ne dépend donc que de la fréquence ν et de la température locale T.

Solution formelle de l'ETR : La solution formelle de l'ETR pour une profondeur optique τ_ν définie selon un trajet linéaire ds sur la ligne de visée (cf. Figure 3.2) s'écrit :

$$I_\nu(\tau_\nu) = \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(t_\nu)\, \mathrm{e}^{-(\tau_\nu - t_\nu)}\, \mathrm{d}t_\nu + I_\nu(0)\, \mathrm{e}^{-\tau_\nu} , \tag{3.24}$$

où $I_\nu(0) = I_\nu(\tau_\nu = 0)$. L'intégration de l'équation (3.24) nécessite la connaissance de $S_\nu(t_\nu)$, ce qui n'est pas trivial, excepté dans certains cas. Dans le cas particulier de l'ETL où $S_\nu(T) = B_\nu(T)$, il suffit de connaître la distribution de T en fonction de la profondeur géométrique ou de la profondeur optique τ_ν pour résoudre l'ETR.

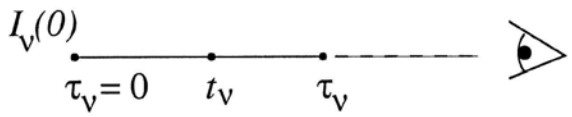


FIGURE 3.2 – Géométrie dite "de la ligne de visée". (Graphique extrait du cours "Introduction aux atmosphères stellaires" de G. Fontaine.)

L'équation (3.24) nous permet de comprendre qualitativement, par des considérations simplifiées, la formation de raies en émission ou en absorption dans un spectre stellaire.

Dans un premier temps, considérons une couche gazeuse à l'ETL ($S_\nu = B_\nu$), purement émissive, sans radiation incidente ($I_\nu(0) = 0$), pour laquelle l'expression (3.24) de l'intensité spécifique devient :

$$I_\nu(\tau_\nu) = B_\nu(1 - \mathrm{e}^{-\tau_\nu}) . \tag{3.25}$$

Il existe alors deux cas de figure :

i) si $\tau_\nu \ll 1$, le milieu est dit optiquement mince et $\mathrm{e}^{-\tau_\nu} \simeq 1 - \tau_\nu$.
L'équation (3.25) s'écrit alors

$$I_\nu(\tau_\nu) = B_\nu \tau_\nu ,$$

c'est-à-dire que l'intensité spécifique, dans le cas d'un gaz optiquement mince sans radiation incidente, est la superposition d'une distribution continue de Planck et de raies en émission ;

ii) si $\tau_\nu \gg 1$, le milieu est dit optiquement épais et l'intensité spécifique s'écrit

$$I_\nu(\tau_\nu) \simeq B_\nu \ ,$$

ce qui correspond à un continu sans aucune raie.

Dans un second temps, considérons une situation plus proche de celle rencontrée dans une étoile, à savoir où une radiation incidente émise par un corps noir de température T' (c'est-à-dire que $I_\nu(0) = B'_\nu$) arrive sur une couche gazeuse à l'ETL de température T ($S_\nu = B_\nu$), elle-même émissive. L'équation (3.24) devient alors :

$$I_\nu(\tau_\nu) = B_\nu(1 - \mathrm{e}^{-\tau_\nu}) + B'_\nu(0)\,\mathrm{e}^{-\tau_\nu} \ . \tag{3.26}$$

Deux cas de figure sont de nouveau possibles :

i) si $\tau_\nu \ll 1$, alors

$$I_\nu(\tau_\nu) = B'_\nu + (B_\nu - B'_\nu)\,\tau_\nu \ . \tag{3.27}$$

L'observateur percevra donc le spectre continu de l'intensité spécifique incidente B'_ν (distribution de Planck de température T' ainsi qu'une contribution positive ou négative selon le signe de $(B_\nu - B'_\nu)$.

- Si la couche gazeuse traversée par le rayonnement incident est plus froide que le corps noir dont est issu ce dernier ($T < T'$), alors $B_\nu < B'_\nu$. Il faut donc soustraire à la distribution continue du rayonnement incident une contribution proportionnelle à κ_ν : des raies en absorption se superposent au continu.

- Si la couche gazeuse traversée par le rayonnement incident est plus chaude que le corps noir dont est issu ce dernier ($T > T'$), alors $B_\nu > B'_\nu$ et une contribution positive proportionnelle à κ_ν vient se superposer à la distribution continue B'_ν : nous sommes alors en présence de raies en émission.

ii) si $\tau_\nu \gg 1$, de nouveau $I_\nu(\tau_\nu) \simeq B_\nu$: la couche gazeuse considérée est alors tellement opaque que toute la radiation incidente a été absorbée. Le résultat est donc un continu sans raie d'absorption ou d'émission, correspondant à la distribution de Planck de cette couche optiquement épaisse, assimilée à un corps noir de température T.

Ces lois de spectroscopie sont connues sous le nom de lois de Kirchoff-Bunsen.

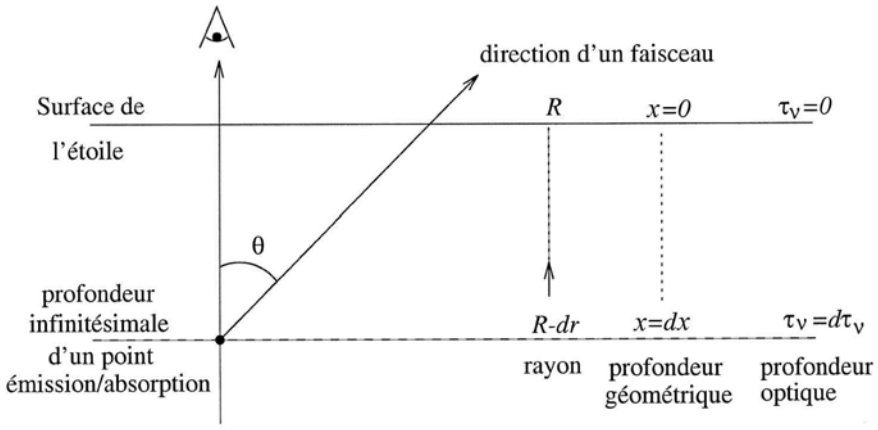


FIGURE 3.3 – Géométrie 1D-plan parallèle. (Graphique extrait du cours "Introduction aux atmosphères stellaires" de G. Fontaine.)

N.B. : les raies spectrales en émission et en absorption se forment donc dans des milieux optiquement minces ($\tau_\nu \ll 1$). Généralement, les atmosphères stellaires (qui deviennent optiquement minces à partir des couches externes de la photosphère) sont éclairées par le bas par un bain de radiation dans un milieu optiquement épais et donc assimilable à un corps noir de température plus grande que celle des couches atmosphériques. Les raies qui se superposent au continu issu des couches profondes de l'atmosphère à la traversée de la photosphère sont donc des raies en absorption.
Inversement, lorsque le rayonnement traverse des couches telles que la chromosphère et la couronne, dont la température est bien supérieure à celle de la photosphère, des raies en émission apparaissent. C'est le cas de HD 104237, dont le spectre présente des raies en émission qui témoignent d'une remontée de température très probablement due la présence d'une chromosphère et/ou d'une couronne autour de cette étoile.

Approximation de l'atmosphère plane : Afin de tenir compte de certains effets de projection et de la nature semi-infinie du milieu stellaire, il est utile et courant, dans l'étude des photosphères stellaires, d'utiliser l'approximation de la géométrie dite "1D-plan parallèle" (c'est le cas du code de synthèse spectrale SYNT3, que nous présenterons dans le chapitre 5). Dans ce cadre : i) toutes les variables physiques ne dépendent que d'une seule coordonnée spatiale, à savoir la profondeur, ii) le rayon stellaire, beaucoup plus grand que l'épaisseur de l'atmosphère [2], est considéré comme infini.

Soit dr, un élément infinitésimal de longueur dans la direction du rayon stellaire, orienté du centre de l'étoile vers sa surface, et tel que d$r = \cos\theta\,$ds (cf. Figure 3.3). On

2. Dans la plupart des étoiles, l'épaisseur de l'atmosphère est typiquement de moins de 0.1% du rayon de l'étoile.

définit alors la profondeur géométrique d'une atmosphère stellaire par la variable x telle que $\mathrm{d}x = -\mathrm{d}r$, la surface de l'étoile étant définie par $x = 0$. Dans ce cas, l'équation (3.22) devient :

$$\frac{\cos\theta}{\kappa_\nu \rho}\frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}x} = I_\nu - S_\nu \,. \tag{3.28}$$

En définissant la profondeur optique le long de l'axe des x, on obtient :

$$\mathrm{d}\tau_\nu = \kappa_\nu \rho \,\mathrm{d}x = -\kappa_\nu \rho \,\mathrm{d}r \tag{3.29}$$

(la surface de l'étoile est alors définie par $\tau_\nu = 0$).
On peut alors réécrire l'équation (3.28) :

$$\cos\theta \frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu \,, \tag{3.30}$$

dont la solution formelle s'écrit :

$$I_\nu(\tau_\nu) = \int_{\tau_\nu}^{\infty} S_\nu \mathrm{e}^{-(t_\nu - \tau_\nu)\sec\theta} \sec\theta \,\mathrm{d}t_\nu - \int_0^{\tau_\nu} S_\nu \mathrm{e}^{-(t_\nu - \tau_\nu)\sec\theta} \sec\theta \,\mathrm{d}t_\nu \,. \tag{3.31}$$

Le premier terme représente la radiation sortant de l'étoile $I_\nu^{out}(\tau_\nu)$ et le second terme la radiation y entrant $I_\nu^{in}(\tau_\nu)$. (Rappel : $\sec\theta = 1/\cos\theta$).
Notons que cette solution formelle dépend de I_ν explicitement à gauche de l'égalité et implicitement à droite, via S_ν. Ceci signifie que l'ETR est une équation de type intégro-différentielle dont la résolution numérique nécessite l'emploi de méthodes d'itération.

A la surface stellaire où $\tau_\nu = 0$, l'intensité spécifique s'écrit :

$$I_\nu(0,\,\theta) = I_\nu^{out}(0,\,\theta) = \int_0^{\infty} S_\nu(t_\nu)\,\mathrm{e}^{-t_\nu \sec\theta} \sec\theta \,\mathrm{d}t_\nu \quad \left(0 \le \theta \le \frac{\pi}{2}\right) . \tag{3.32}$$

L'intensité spécifique totale à la surface stellaire, dans la direction θ, est donc la somme de toutes les contributions venant de toutes les couches de profondeurs optiques variant de 0 à ∞, chaque contribution étant atténuée d'un facteur $\mathrm{e}^{-t_\nu \sec\theta}$, où $\sec\theta$ est la distance parcourue entre le point d'émission et la surface, en unité de profondeur optique. I_ν dépendant de la variation de la fonction source avec la profondeur, pour calculer $I_\nu(0,\,\theta)$, il est nécessaire de connaître la structure de toute l'atmosphère.

Le flux radiatif : Excepté dans le cas du Soleil, la surface des étoiles n'est pas résolue et il n'est pas possible d'en mesurer l'intensité spécifique émergente $I_\nu(0,\,\theta)$ en fonction de θ. Ce que l'on mesure, c'est l'intégrale de $I_\nu(0,\,\theta)$ sur l'angle solide sous-tendu par la surface du disque stellaire πR^2 tel que vu à une distance D. Il s'agit donc d'un flux, reçu depuis la Terre, que nous noterons F_ν. Si l'on suppose la conservation de la puissance rayonnée

par l'étoile jusqu'à réception par l'observateur terrestre, le flux mesuré depuis la Terre est simplement $F_\nu = \left(\frac{R}{D}\right)^2 \mathfrak{F}_\nu(0)$ où R est le rayon de l'étoile, D la distance étoile-Terre ($R \ll D$) et $\mathfrak{F}_\nu(0)$ le flux émis à la surface de l'étoile. En supposant que la fonction source S_ν et le coefficient d'absorption massique κ_ν sont isotropes, on peut dériver l'équivalent de l'équation (3.31) en terme de flux :

$$\mathfrak{F}_\nu(\tau_\nu) = 2\pi \int_{\tau_\nu}^{\infty} S_\nu \, E_2(t_\nu - \tau_\nu) \, \mathrm{d}t_\nu - 2\pi \int_0^{\tau_\nu} S_\nu \, E_2(\tau_\nu - t_\nu) \, \mathrm{d}t_\nu \, , \tag{3.33}$$

où E_2 est l'exponentielle intégrale définie par

$$E_n(x) = \int_1^{\infty} \frac{\mathrm{e}^{-xw}}{w^n} \mathrm{d}w$$

avec $n = 2$. En particulier, à la surface stellaire :

$$\mathfrak{F}_\nu(0) = 2\pi \int_0^{\infty} S_\nu(t_\nu) \, E_2(t_\nu) \, \mathrm{d}t_\nu = 2\,\pi \int_0^{\pi/2} I_\nu \, (0, \, \theta) \, \cos\theta \, \sin\theta \, \mathrm{d}\theta \, . \tag{3.34}$$

$\mathfrak{F}_\nu(0)$ est le flux théorique à la surface stellaire.

Dans l'hypothèse d'une loi linéaire pour la fonction source, c'est-à-dire qu'on peut écrire :

$$S_\nu(\tau_\nu) = a_\nu + b_\nu \, \tau_\nu \, , \tag{3.35}$$

le flux à la surface stellaire peut s'écrire sous la forme de la relation d'Eddington-Barbier :

$$\mathfrak{F}_\nu(0) = \pi \, (a_\nu + b_\nu \, \frac{2}{3}) = \pi \, S_\nu(\tau_\nu = \frac{2}{3}) \, . \tag{3.36}$$

Le flux de surface est donc une mesure de la fonction source à une profondeur optique $\tau_\nu = 2/3$. La photosphère stellaire est définie comme cette couche particulière de l'atmosphère stellaire située à $\tau_\nu = 2/3$. La profondeur géométrique de cette couche dépend de la fréquence ν.

L'équilibre radiatif : Dans une étoile, l'énergie est générée dans les couches profondes (dans les régions centrales, si l'on ne considère pas les cas des réactions thermonucléaires en couche) puis est transportée au travers des couches atmosphériques pour être rayonnée dans le milieu circumstellaire. Dans ces couches externes, on considère qu'il n'y a localement ni source ni perte d'énergie. Il y a donc conservation de l'énergie : l'énergie reçue au bas de l'atmosphère est exactement égale à celle qui s'échappe de l'étoile. Cela implique que la divergence du flux d'énergie doit être nulle en tout point de l'atmosphère et le flux total d'énergie (en erg cm^2 s^{-1}) qui passe à travers l'atmosphère s'écrit :

$$F_{\mathrm{total}} = \mathit{constant} \, . \tag{3.37}$$

L'atmosphère est dite en équilibre thermique.
Le flux net d'énergie dépend du gradient de température et est dirigé des régions chaudes vers les régions froides. C'est la valeur du gradient de température qui détermine l'efficacité du transfert d'énergie. Les deux modes principaux de transport d'énergie dans une atmosphère stellaire sont le transport radiatif (transport par les photons des régions chaudes vers les régions froides en interagissant avec la matière) et le transport convectif (via des cellules macroscopiques de gaz en mouvement). Dans une atmosphère stellaire, le transport d'énergie par conduction (conductivité thermique via les particules matérielles) est négligeable. Les atmosphères d'étoiles dont la température effective est supérieure à environ 8000 K sont généralement entièrement radiative. Selon les théories d'évolution stellaire, les étoiles de Herbig ont également des atmosphères purement radiative. Dans ces cas-là, la convection et la conduction peuvent être négligées et l'équation précédente ne s'applique plus qu'au flux radiatif. On ne parle alors plus d'équilibre thermique, mais plutôt d'équilibre radiatif et l'équation précédente devient :

$$F_{\text{total}} = constant = \int_0^\infty \mathfrak{F}_\nu \, \mathrm{d}\nu \, . \tag{3.38}$$

L'approximation de diffusion (ou approximation d'Eddington) : Aux grandes profondeurs, le milieu devient optiquement épais ($\tau_\nu \gg 1$), le champ de rayonnement devient isotrope et on tend vers les conditions de l'ETL ($S_\nu = B_\nu$). On peut alors montrer que les écarts à l'isotropie sont faibles par rapport au rayonnement moyen B_ν. Dans ce cadre, le champ de rayonnement est entièrement caractérisé par le champ de Planck ($I_\nu = B_\nu$) et l'opacité totale du milieu. Le flux radiatif peut alors s'écrire :

$$\mathfrak{F}_\nu = \frac{4\pi}{3\kappa_\nu \rho} \frac{\mathrm{d}B_\nu}{\mathrm{d}T} \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} \, . \tag{3.39}$$

La conservation du flux radiatif (équilibre radiatif) et la loi de Stefan-Boltzmann (corps noir) permettent d'obtenir le flux total intégré sur toutes les fréquences :

$$\mathfrak{F} = \int_0^\infty \mathfrak{F}_\nu = -\frac{16}{3} \frac{\sigma T^3}{\kappa_{\mathrm{R}} \rho} \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} \, . \tag{3.40}$$

Cette équation permet d'introduire la grandeur κ_{R}, appelée opacité moyenne de Rosseland. Il s'agit de l'opacité d'un gaz de composition chimique, de température et de densité données, intégrée sur toutes les fréquences du rayonnement absorbé et diffusé. Elle est définie par :

$$\frac{1}{\kappa_{\mathrm{R}}} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{\mathrm{d}B_\nu}{\mathrm{d}T} \, \mathrm{d}\nu}{\int_0^\infty \frac{\mathrm{d}B_\nu}{\mathrm{d}T} \mathrm{d}\nu} \, . \tag{3.41}$$

Ce sont des opacités moyennes de Rosseland qui sont utilisées par le code d'évolution stellaire CLES dont nous parlerons dans le chapitre 8.

Approximation de l'atmosphère grise : Une simplification ayant quelques applications intéressantes en transfert radiatif, bien qu'elle ne soit physiquement pas très réaliste, est l'approximation du "cas gris", dans laquelle on suppose que κ_ν est indépendant de la fréquence ν. Il est alors appelé coefficient d'absorption massique "gris", noté κ, et permet de définir $\mathrm{d}\tau = \kappa\rho\,\mathrm{d}x$. L'ETR s'écrit alors :

$$\cos\theta \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}\tau} = I - S \ . \tag{3.42}$$

Si l'on se place également dans le cadre de l'équilibre radiatif et de l'ETL, on obtient :

$$T(\tau) = \left[\frac{3}{4}(\tau + \frac{2}{3})\right]^{1/4} T_{\rm eff} \ . \tag{3.43}$$

Dans ce cas, la température ne dépend que de la profondeur optique. On définit la température effective $T_{\rm eff}$ comme étant la température à une profondeur optique $\tau = 2/3$. L'intérêt principal des équations (3.36) et (3.43) est de montrer que la surface (photosphère), endeça de laquelle l'étoile est opaque (milieu optiquement épais, $\tau \gg 1$) et rayonne comme un corps noir, se trouve environ à une profondeur $\tau = 2/3$. La température effective est la température caractéristique de cette surface. D'autre part, ces résultats de l'approximation du "cas gris" nous permettront plus tard dans ce chapitre de comprendre de manière très simplifiée la formation des raies spectrales.

Notons que dans le cadre de l'équilibre radiatif, puisque le flux total est constant, sa valeur à une profondeur τ_ν est égale à sa valeur à sa surface. On peut donc écrire que :

$$\mathfrak{F}(\tau_\nu) = \int_0^\infty \mathfrak{F}_\nu(0)\,\mathrm{d}\nu = \sigma T_{\rm eff}^4 \ . \tag{3.44}$$

En toute rigueur, le flux émergent n'est pas planckien (discontinuités, raies d'absorption, etc. cf. sections suivantes) mais la $T_{\rm eff}$ reste un concept utile et représente une propriété d'ensemble (intégrée sur toutes les fréquences) de l'atmosphère stellaire.

3.2.2 L'opacité du continu

Il existe deux types d'opacité dans un intérieur stellaire : l'opacité du continu, qui définira la forme du continu du spectre observé et qui est, en fait, la somme de plusieurs contributions résultant de divers processus physiques, et l'opacité des raies, qui déterminera la position, la forme et l'intensité des raies spectrales en absorption.

L'opacité du continu implique 3 catégories de processus physiques (cf. section précédente) :

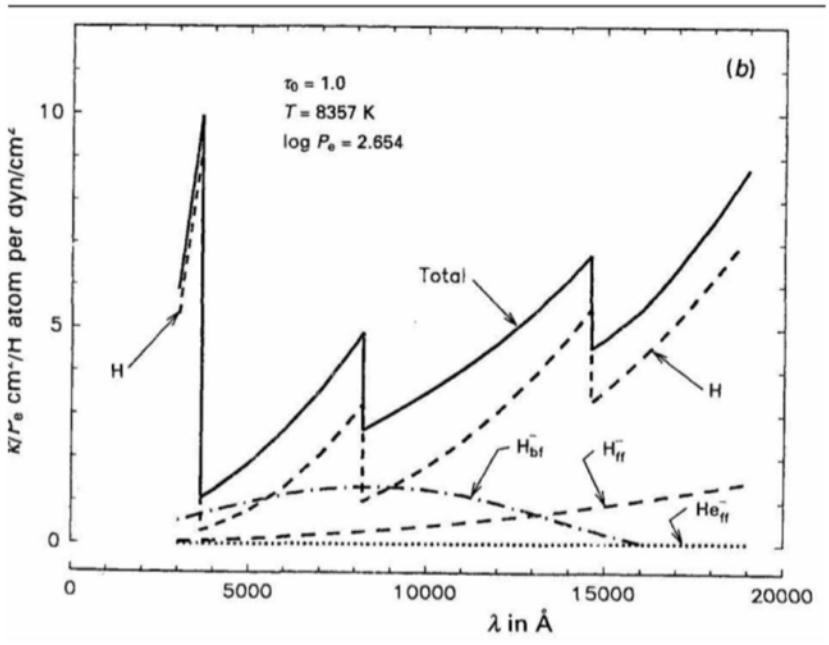


FIGURE 3.4 – Opacité du continu typique d'une étoile de type spectral A. (Graphique extrait du cours "Bases physiques de l'astrophysique" de G. Meynet et A. Maeder).

- des transitions "lié-libre",
- des transitions "libre-libre",
- des processus de diffusion (Thomson et Rayleigh).

L'atome d'hydrogène étant, aux stades évolutifs concernant les étoiles PMS et MS (séquence principale), l'élément prédominant à l'intérieur de l'étoile, il est responsable de la majeure partie de l'opacité du continu, sous une forme ou sous une autre (H neutre, H^-, etc.). Pour des étoiles de types B, A ou F, l'absorption du continu provient majoritairement de la photo-ionisation ou de l'absorption "libre-libre" (collision d'un électron libre avec un proton pendant laquelle un photon est absorbé) de l'hydrogène neutre. L'absorption due à l'ion H^- n'est importante que pour les étoiles de type solaire et plus froides. L'absorption par l'hydrogène moléculaire n'intervient que pour des étoiles encore plus froides (plus froides que M4-5). L'absorption due à d'autres éléments numériquement important, tels que l'hélium, ne devient significative que pour des étoiles plus chaudes que les types spectraux B et O. De même que l'absorption due à la diffusion électronique. Enfin, il se peut que, par effet cumulatif, la présence de très nombreuses raies puisse s'apparenter à une opacité continu dans la partie supérieure de la photosphère. Notons que l'absorption due à l'hydrogène peut être influencée par le phénomène d'émission stimulée, mais l'impact de ce phénomène est minime pour les étoiles de type A. La Figure 3.4 illustre la contribution des absorbeurs cités précédemment à l'opacité du continu typique d'une

étoile de type spectral A.

3.2.3 L'opacité des raies

L'opacité des raies spectrales résulte d'interactions de type "lié-lié". Pour le comprendre, considérons l'exemple simplifié suivant.

L'oscillateur harmonique : Le modèle classique le plus simple décrivant l'interaction des atomes et du rayonnement est celui de l'oscillateur harmonique. Les atomes sont alors considérés comme des dipôles oscillant sous l'effet d'un champ de rayonnement électromagnétique défini par :

$$E = E_0 \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega(x/v-t)} \,, \tag{3.45}$$

où ω est la fréquence angulaire ($\omega = 2\pi\nu$), x est la direction de propagation de l'onde plane électromagnétique et v sa vitesse.
La solution de l'équation du mouvement du dipôle oscillant s'écrit :

$$z = \frac{e}{m_\mathrm{e}} \frac{E}{\omega_0^2 - \omega^2 + \mathrm{i}\gamma\omega} \,, \tag{3.46}$$

où ω_0 est la fréquence propre de l'oscillateur, γ est la constante d'amortissement, e la charge de l'électron et m_e sa masse. L'amplitude z maximale est donc atteinte quand $\omega = \omega_0$, la fréquence de résonance. Dans le modèle que nous avons adopté, cela correspond à la position du centre de la raie spectrale.

L'extinction du rayonnement induite par l'oscillateur peut s'écrire :

$$I = I_0 \mathrm{e}^{-2k\omega x/c} = I_0 \mathrm{e}^{-\ell_\nu \rho x} \,, \tag{3.47}$$

où

$$k = \frac{2\pi N e^2}{m_\mathrm{e}} \left(\frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \right) \,, \tag{3.48}$$

où N est le nombre de dipôles par unité de volume.

ℓ_ν est le coefficient massique d'absorption de la raie (unité : $\mathrm{cm^2\,g^{-1}}$), ou opacité, une grandeur d'intérêt majeur dans l'étude des raies spectrales, qui est relié au coefficient d'absorption atomique (c'est-à-dire par atome) de la raie α_ν (unité : $\mathrm{cm^2}$) par :

$$\ell_\nu \rho = N \alpha_\nu \,. \tag{3.49}$$

ρ est la masse volumique des absorbeurs (en g cm^{-3} et N le nombre d'absorbeurs par unité de volume (en cm^{-3}). Par identification, on trouve que :

$$N\alpha_\nu = \frac{Ne^2}{m_e c}\left(\frac{\gamma/4\pi}{\Delta\nu^2 + (\gamma/4\pi)^2}\right) \tag{3.50}$$

ou

$$N\alpha_\lambda = \frac{Ne^2\lambda^2}{m_e\, c^2}\left(\frac{\gamma\lambda^2/4\pi c}{\Delta\lambda^2 + (\gamma\lambda/4\pi c)^2}\right)\,, \tag{3.51}$$

où l'on a supposé que $\nu \approx \nu_0$ et donc que $\nu_0^2 - \nu^2 \approx 2\nu(\nu_0 - \nu) = 2\nu\Delta\nu$. Il s'agit d'une expression de la forme $F(x) = constante \times \frac{1}{\pi}\frac{\beta}{x^2+\beta^2}$, c'est-à-dire un profil de dispersion de largeur à mi-hauteur 2β, aussi appelé profil de Voigt.

Dans le cadre du développement ci-dessus, la raie spectrale est donc centrée sur ν_0 (ou $\lambda_0 = c/\nu_0$) et son élargissement dit "naturel" suit la forme d'un profil de Voigt dont la largeur à mi-hauteur dépend de la constante d'amortissement γ.

Remarque : une intégration de α_ν sur toutes les fréquences donne l'énergie prélevée par seconde et par radian^2 au faisceau incident d'intensité I_ν :

$$\int_0^\infty N\alpha_\nu \,\mathrm{d}\nu = \frac{\pi Ne^2}{m_e c}\,. \tag{3.52}$$

Notons que cette valeur est unique, quelle que soit la transition atomique considérée, ce qui n'est pas surprenant étant donné que le modèle développé ci-dessus ne prend pas en compte les différents niveaux entre lesquels les transitions électroniques s'effectuent. Un traitement quantique donne finalement :

$$\int_0^\infty N_l\alpha_\nu \,\mathrm{d}\nu = \frac{\pi N_l e^2}{m_e c}\, f_{lu}\,, \tag{3.53}$$

où f_{lu} est la force d'oscillateur de la transition du niveau inférieur l (*low*) vers le niveau supérieur u (*up*) et N_l est le nombre d'oscillateurs par unité de volume capables d'absorber un photon par la transition lu. D'une certaine manière, f_{lu} représente le nombre effectif d'oscillateur classiques concernés par la transition lu. Elle dépend exactement du coefficient de probabilité d'Einstein relatif à une absorption B_{lu}.

Elargissement naturel : Dans le cadre de la théorie classique d'émission d'un dipôle (oscillant sans force extérieure, considérant seulement le rayonnement de freinage), on trouve $\gamma_{naturel} = \frac{8\pi^2e^2\nu^2}{3m^e c^3} = \frac{8\pi^2e^2}{3m_e c\lambda^2}$ et la largeur à mi-hauteur de la raie est de $2\left(\frac{\gamma_{naturel}\,\lambda^2}{4\,\pi\,c}\right)$, soit de $1.2\,10^{-4}$ Å. C'est la largeur naturelle de la raie. Une nouvelle fois, ce résultat n'intègre pas de traitement quantique et la constante d'amortissement $\gamma_{naturel}$ réellement observée est

plus grande que la valeur précédente. En terme de mécanique quantique, l'élargissement naturel de la raie est une propriété qui résulte du principe d'incertitude de Heisenberg :

$$\Delta E = \frac{\hbar}{t} , \tag{3.54}$$

c'est-à-dire que l'incertitude sur l'énergie d'un atome qui passe un temps t dans un niveau d'énergie E_0 est de ΔE. Le temps de vie d'un niveau d'énergie E_0 étant fini (il est lié au coefficient d'Einstein relatif à la probabilité d'émission spontanée, A_{ul}, exprimé en s^{-1}), ce niveau présente une largeur intrinsèque. C'est le cas pour les deux niveaux (l et u) impliqués dans une transition donnée, ce qui produit l'élargissement naturel de la raie. Au final, la constante γ de l'équation (3.50) est donc la somme de deux composantes : γ_l relative à l'élargissement du niveau d'énergie inférieur et γ_u relative à celui du niveau supérieur. L'équation (3.50) devient donc :

$$N_l \alpha_\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} N_l \, f_{lu} \, \frac{\gamma_l + \gamma_u}{4\pi^2 \Delta\nu^2 + \frac{(\gamma_l+\gamma_u)^2}{4}} . \tag{3.55}$$

D'une manière générale, on peut écrire :

$$N_l \alpha_\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} N_l \, f_{lu} \, \phi_\nu = \ell_\nu \rho , \tag{3.56}$$

où ϕ_ν est la constante d'élargissement de la raie. En plus de l'élargissement naturel, elle résulte de plusieurs phénomènes qui changent légèrement la fréquence d'absorption. Qu'en est-il des autres facteurs d'élargissement ?

Elargissement dû à la pression : L'amortissement dû à la pression vient d'interactions collisionnelles entre les atomes absorbeurs du rayonnement incident et les autres particules de la matière stellaire (ions, électrons, atomes). Ces collisions modifient très légèrement les énergies des niveaux de la transition, ces variations d'énergie dépendant de la distance entre l'absorbeur et la particule pertubatrice et du type d'interaction considérée (Stark linéaire pour les raies d'hydrogène, Stark quadratique et van der Waals pour la plupart des raies). Le coefficient d'absorption α_ν résultant est distribué, comme dans le cas de l'élargissement naturel, selon un profil de Voigt de mi-largeur à mi-hauteur γ_n ($n = 2$ pour l'interaction de type Stark linéaire, $n = 4$ pour celle de type Stark quadratique et $n = 6$ pour celle de type van der Waals).

Dans le cas d'interactions de type Stark quadratique, les collisions se font avec des ions ou des électrons. Le champ électrique produit par ces particules chargées perturbe l'absorbeur en provoquant un élargissement de se niveaux d'énergie. Il est possible d'obtenir la valeur numérique suivante pour la constante d'amortissement :

$$\log \gamma_4 \approx 19 + \frac{2}{3} \log C_4 + \log P_e - \frac{5}{6} \log T , \tag{3.57}$$

où C_n est la constante d'interaction relative à l'interaction dont la valeur de n est définie précédemment (calculée ou mesurée en laboratoire pour chaque transition et chaque type d'interaction), P_e est la pression électronique (en dyne/cm$^-$2).

Les interactions de type van der Waals correspondent à des collisions avec des atomes neutres. La valeur numérique de sa constante d'amortissement s'écrit :

$$\log \gamma_6 \approx 20 + 0.4 \log C_6 + \log P_g - 0.7 \log T \ , \tag{3.58}$$

où P_g est la pression du gaz d'hydrogène neutre (en dyne/cm$^-$2). Généralement, l'élargissement par effet van der Waals est dominant par rapport à l'élargissement par effet Stark dans la majeure partie de la photosphère.
Notons que, à l'opposé de $\gamma_{naturel}$, de par ses dépendances en la température et la pression, γ_n dépend de la profondeur dans la photosphère stellaire.

L'interaction pour laquelle $n = 2$, à savoir l'interaction de type Stark linéaire, concerne les raies d'hydrogène uniquement. L'élargissement très important de ces raies (bien plus important que l'élargissement Stark des raies métalliques) résulte de la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène sous l'effet du champ électrique produit par les particules chargées qu'il percute.

Elargissement thermique : L'agitation thermique produit des mouvements aléatoires des atomes dont la composante en vitesse projetée le long de la ligne de visée est notée v_R, créant un décalage Doppler de leur fréquence (ou leur longueur d'onde) d'absorption ou d'émission. Ce décalage s'écrit :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v_R}{c} \ . \tag{3.59}$$

Considérant une distribution maxwellienne des vitesses atomiques telle que celle donnée dans l'équation 3.2, qui projetée sur la ligne de visée donne :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\pi^{\frac{1}{2}} v_0} e^{-(v_R/v_0)^2} dv_R \ , \tag{3.60}$$

où $v_0 = 2kT/m$ (k est la constante de Boltzmann et m la masse de l'atome en mouvement) et le décalage Doppler thermique typique associée à la vitesse v_0, par rapport à une fréquence ν_0 (ou une longueur d'onde λ_0) :

$$\Delta\nu_D = \frac{v_0}{c}\nu_0 \quad \text{ou} \quad \Delta\lambda_D = \frac{v_0}{c}\lambda_0 \ , \tag{3.61}$$

on peut écrire :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\pi^{\frac{1}{2}}\Delta\nu_D} e^{-(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2} d\Delta\nu \quad \text{ou} \quad \frac{dN}{N} = \frac{1}{\pi^{\frac{1}{2}}\Delta\lambda_D} e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2} d\Delta\lambda \ . \tag{3.62}$$

Dans ce cas, la fonction d'élargissement définie dans l'équation (3.56) est donnée par la distribution maxwellienne ci-dessus (equation (3.62)). La quantité d'énergie prélevée à un faisceau incident I_ν ou I_λ est, respectivement, $\pi e^2/(m_e c)$ ou $(\lambda^2/c)\pi e^2 f_{lu}/(m_e c)$ multiplié par $\mathrm{d}N/N$. Cela permet d'exprimer le coefficient d'absorption atomique relatif à l'élargissement thermique :

$$\alpha_\nu \mathrm{d}\nu = \frac{\pi^{\frac{1}{2}} e^2}{m_e c}\, f_{lu}\, \frac{1}{\Delta\nu_D}\, \mathrm{e}^{-(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2} \mathrm{d}\nu \tag{3.63}$$

ou

$$\alpha_\lambda \mathrm{d}\lambda = \frac{\pi^{\frac{1}{2}} e^2}{m_e c}\, f_{lu}\, \frac{\lambda_0^2}{c}\, \frac{1}{\Delta\lambda_D}\, \mathrm{e}^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2} \mathrm{d}\lambda\ . \tag{3.64}$$

Microturbulence : Une composante non-thermique due à des mouvements à petite échelle, c'est-à-dire dont les dimensions caractéristiques sont petites par rapport au lpm des photons, et appelée microturbulence peut produire des décalages Doppler additionnels analogues à ceux engendrés par l'agitation thermique. La distribution en vitesses de la microturbulence est supposée gaussienne de distribution ξ. Le coefficient d'absorption est alors le même que dans les équations (3.63) et (3.64) mais les termes $\Delta\nu_D$ et $\Delta\lambda_D$ sont remplacé par ξ.

Le coefficient d'absorption atomique total : Le coefficient d'absorption atomique total de la raie résulte de la convolution des coefficients d'absorption individuels correspondant à chacun des processus d'élargissement détaillés précédemment :

$$\alpha_\nu(\text{total}) = \alpha_\nu(\text{naturel}) * \alpha_\nu(\text{Stark}) * \alpha_\nu(\text{vd.Waals}) * \alpha_\nu(\text{thermique}) * \alpha_\nu(\text{microturbulence})\ . \tag{3.65}$$

La convolution des trois premiers termes donne un profil de dispersion (Voigt) de constante d'amortissement $\gamma = \gamma_{natural} + \gamma_4 + \gamma_6$. Les deux derniers termes résultent en un nouveau profil gaussien de dispersion

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c}\left(\frac{2kT}{m_e} + \xi^2\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{ou} \quad \Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c}\left(\frac{2kT}{m_e} + \xi^2\right)^{\frac{1}{2}}\ . \tag{3.66}$$

Le coefficient α(total) est donc la convolution d'un profil de Voigt avec un profil gaussien, à savoir une fonction dite de Hjerting notée $H(u,\, a)$:

$$\alpha_\nu = \frac{\pi^{\frac{1}{2}} e^2}{m_e c}\, \frac{f_{lu}}{\Delta\nu_D}\, H(u,\, a) \quad \text{ou} \quad \alpha_\lambda = \frac{\pi^{\frac{1}{2}} e^2}{m_e c}\, \frac{f_{lu}\lambda_0^2}{\Delta\lambda_D}\, H(u,\, a)\ , \tag{3.67}$$

où

$$H(u,\, a) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathrm{e}^{-x^2}}{(u-x)^2 + a^2}\, \mathrm{d}x\ , \tag{3.68}$$

$u = \Delta\nu/\Delta\nu_{\rm D} = \Delta\lambda/\Delta\lambda_{\rm D}$, selon le cas, et $a = \frac{\gamma}{4\pi}\frac{1}{\Delta\nu_{\rm D}} = \frac{\gamma}{4\pi}\frac{\lambda_0^2}{c}\frac{1}{\lambda_{\rm D}}$.
L'élargissement du centre de la raie est dominé par l'effet Doppler thermique alors que les ailes, si présentes, dépendent les processus collisionnels (pression).

L'opacité totale de la raie : L'équation de transfert radiatif établie dans l'équation (3.22) est écrite en fonction de l'opacité, c'est-à-dire du coefficient d'absorption massique κ_ν, noté ℓ_ν dans le cas des raies spectrales, et non en fonction du coefficient atomique d'absorption α_ν, ces deux grandeurs étant reliées par l'équation (3.49) : $\ell_\nu\rho = N_l\alpha_\nu$. Si on écrit le nombre d'absorbeurs par unité de masse N/ρ de la manière suivante :

$$\frac{N_l}{\rho} = \frac{N_l}{N_E}\frac{N_E}{N_H}\frac{N_H}{\rho}\,, \tag{3.69}$$

où N_l/N_E est la fraction numérique de l'élément E dans l'état inférieur d'énergie de la transition correspondant à la raie, et dépendant de l'état d'excitation et d'ionisation de cet élément (donnés respectivement par les équations (3.3) et (3.5)), N_E/N_H est l'abondance A de l'élément E relativement à l'hydrogène et N_H/ρ est le nombre d'atomes d'hydrogène par unité de masse de matière stellaire tel que

$$\rho/N_H = \sum_j A_j\mu_j\,, \tag{3.70}$$

où $A_j = N_j/N_{\rm H}$ est l'abondance de l'élément j et μ_j sa masse atomique. Au final, le coefficient d'absorption massique (unité : cm^2 g^{-1}) s'écrit :

$$\ell_\nu = \frac{\pi^{\frac{1}{2}}e^2}{m_{\rm e}c}\frac{H(u,\,a)}{\Delta\nu_{\rm D}}\frac{N_l}{N_{\rm E}}\frac{A\,f_{lu}}{\sum_j A_i\mu_j}\,(1-10^{-\chi_\nu\theta}) \tag{3.71}$$

ou

$$\ell_\lambda = \frac{\pi^{\frac{1}{2}}e^2}{m_{\rm e}c}\frac{H(u,\,a)}{\Delta\lambda_{\rm D}}\frac{N_l}{N_{\rm E}}\frac{\lambda_0^2 A\,f_{lu}}{\sum_j A_i\mu_j}\,(1-10^{-\chi_\lambda\theta})\,. \tag{3.72}$$

$1-10^{-\chi_\nu\theta}$ et $1-10^{-\chi_\lambda\theta}$ sont des facteurs correctifs prenant en compte l'atténuation de l'absorption par le phénomène d'émission stimulée, où $\theta = 5040/T$ et $\chi_\nu = h\nu$ et $\chi_\lambda = hc/\lambda$. Les équations (3.71) et (3.72) indiquent clairement que l'intensité d'une raie spectrale dépend du nombre d'absorbeurs N_l capable de produire la transition électronique responsable de la raie.

3.2.4 ETR incluant opacité des raies et opacité du continu

L'expression de la profondeur optique incluant l'opacité du continu et celle des raies spectrales s'écrit :

$$\mathrm{d}\tau_\nu = (\ell_\nu + \kappa_\nu)\,\rho\,\mathrm{d}x \tag{3.73}$$

et la fonction source devient :

$$S_\nu = \frac{j_\nu^\ell + j_\nu^c}{\ell_\nu + \kappa_\nu} \tag{3.74}$$

où ℓ_ν est le coefficient d'absorption de la raie défini dans l'équation (3.71), j_ν^ℓ est le coefficient d'émission de la raie, κ_ν est le coefficient d'absorption du continu et enfin j_ν^c est le coefficient d'émission du continu.
L'ETR définie dans l'équation (3.23), ainsi que les formes intégrées de l'ETR des équations (3.24) et (3.31) restent valables avec τ_ν et S_ν telles que définies ci-dessus, de même que les équations (3.32) et (3.34) exprimant respectivement l'intensité spécifique et le flux à la surface stellaire. Pour rappel :

$$\mathfrak{F}_\nu(0) = 2\pi \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) E_2(\tau_\nu)\, \mathrm{d}\tau_\nu \, .$$

La difficulté pour pouvoir calculer l'intégrale et ainsi retrouver le flux $\mathfrak{F}_\nu(0)$ est de connaître S_ν.

Une manière simplifiée de comprendre la relation entre le flux de surface et la fonction source est d'écrire la fonction source de manière similaire à l'équation (3.36) :

$$S_\nu(\tau_\nu) \approx \frac{3}{4\pi}\, \mathfrak{F}_\nu(0) \left(\tau_\nu + \frac{2}{3} \right)$$

En particulier, $\tau_1 = (4\pi - 2)/3 \approx 3.5$ est la valeur de τ_ν pour laquelle

$$S_\nu(\tau_\nu) = \mathfrak{F}_\nu(0) \, . \tag{3.75}$$

L'équation (3.71) indique que plus on se situe vers le centre de la raie, plus la valeur de ℓ_ν est élevée, le maximum étant atteint pour $\Delta\nu = 0$ au centre de la raie. En outre, selon la définition de l'épaisseur optique (équation (3.17)), la condition $\tau_\nu = \tau_1$ s'écrit :

$$\tau_\nu = \int_0^L \ell_\nu \rho \, \mathrm{d}s = \tau_1 = \text{constante} \, , \tag{3.76}$$

(où le coefficient d'absorption massique est ici égal à ℓ_ν), c'est-à-dire que plus la valeur de ℓ_ν est grande, plus la valeur de la borne d'intégration L devra être petite pour que la condition $\tau_\nu = \tau_1$ soit respectée. En d'autre terme, plus on se rapproche du centre de la raie, plus la profondeur géométrique à laquelle la condition $\tau_\nu = \tau_1$ est vraie est faible. Cette approche approximative permet de comprendre que le centre d'une raie se forme dans des zones les plus externes de la photosphère et ses ailes plus en profondeur. Si l'on souhaite relier la fonction source au flux de surface à travers le profil de raie, supposons que S_ν ne varie quasiment pas sur la largeur d'un profil de raie, et donc qu'elle ne dépend que de τ_ν. Alors, la relation (3.75) nous dit que la variation de $S_\nu(\tau_1)$ suit la valeur de

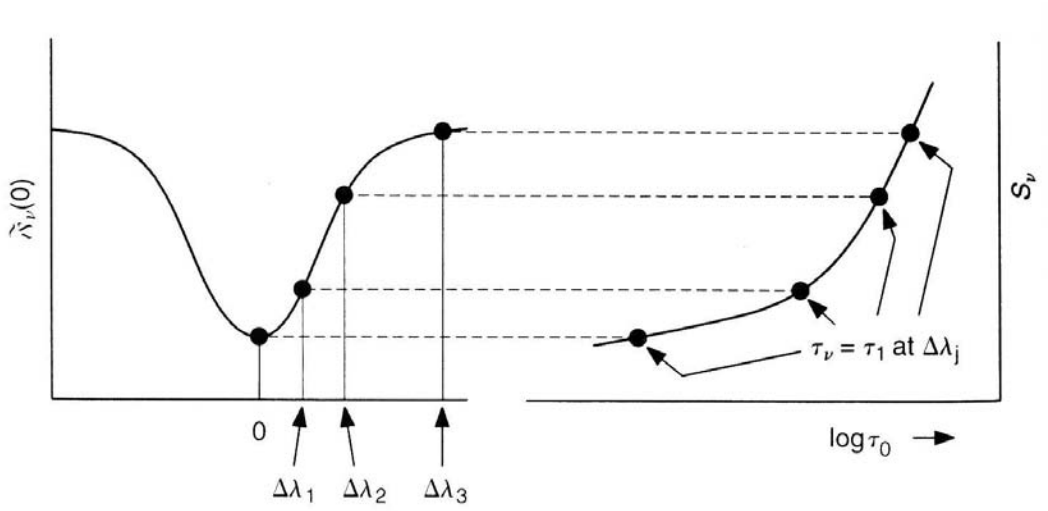


FIGURE 3.5 – Schéma illustrant la relation entre la fonction source et un profil de raie : la diminution de la fonction source à travers la photosphère, des couches profondes aux couches superficielles, entraîne la formation d'une raie spectrale. (Graphique tiré de l'ouvrage de Gray (1992).)

$\mathfrak{F}_\nu(0)$, or du centre de la raie vers ses bords, $\mathfrak{F}_\nu(0)$ augmente. Nous venons également de voir que la condition $\tau_\nu = \tau_1$ est réalisée plus en profondeur quand on s'éloigne du centre de la raie. La valeur de S_ν augmente donc, comme celle de $\mathfrak{F}_\nu(0)$, lorsque l'on s'éloigne du centre de la raie, et cela correspond à des profondeurs optiques plus importantes : la valeur de la fonction source augmente donc avec la profondeur optique, telle qu'illustrée dans la figure 3.5. En l'occurrence, c'est donc la diminution de la fonction source S_ν vers l'extérieur de la photosphère qui engendre des raies en absorption.

Une raie forte se forme à travers une région étendue en profondeur. Les ailes se forment dans les régions profondes de la photosphère, et le centre de la raie se forme dans des régions plus externes de la photosphère. On peut s'attendre à ce que les ailes se forment dans des conditions d'ETL et à ce que le coeur se forme hors-ETL. Le continu se forme donc également plus profondément que les raies spectrales.

N.B. : dans un cas réaliste, le flux de surface de chaque point d'un profil de raie provient en fait d'une large gamme de profondeurs optiques et ne peut être restreint à une seule valeur de τ_ν.

Remarque : Les interactions "lié-lié" à l'origine des raies spectrales peuvent être de trois types : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée.
Considérant le processus d'émission spontanée, le coefficient d'émission de la raie s'écrit :

$$j^\ell_\nu \rho = N_u A_{ul} \psi(\nu) h\nu \,, \tag{3.77}$$

où N_u est le nombre d'atomes (ou d'ions) excités dans le niveau u (*up*) par unité de volume, A_{ul} est le coefficient d'Einstein relatif la probabilité d'émission spontanée du niveau u au niveau l (taux d'émission spontanée, par atome et par unité de temps) et $\psi(\nu)$ représente la dépendance en fréquence du rayonnement émis spontanément.
Considérant l'absorption et l'émission stimulée (considérée comme une absorption "négative"), le coefficient d'absorption de la raie devient :

$$\ell_\nu \rho = N_l \, B_{lu} \, \phi(\nu) \, h\nu - N_u \, B_{ul} \, \phi(\nu) \, h\nu \, , \tag{3.78}$$

où N_l et N_l représentent respectivement les populations des niveaux inférieur et supérieur, B_{lu} est le coefficient d'Einstein relatif à l'absorption et B_{ul} le coefficient d'Einstein relatif à l'émission stimulée, et $\phi(\nu)$ représente la dépendance en fréquence de l'absorption et de l'émission stimulée.

L'expression de la fonction source de la raie, notée S_ℓ, devient donc :

$$S_\ell = \frac{j_\nu^\ell}{\ell_\nu} = \frac{N_u \, A_{ul} \, \psi(\nu)}{N_l \, B_{lu} \, \phi(\nu) - N_u \, B_{ul} \, \phi(\nu)} \, . \tag{3.79}$$

Partant des relations entre probabilités de transition, à savoir $B_{ul} \, g_u = B_{lu} \, g_l$ et $A_{ul} = 2h\nu^3 B_{ul}/c^2$, on obtient, comme expression de S_ℓ :

$$S_\ell = \frac{2h\nu^3}{c^2} \, \frac{1}{(N_l/N_u)(g_u/g_l) - 1} \, \frac{\psi(\nu)}{\phi(\nu)} \, , \tag{3.80}$$

où g_l et g_u sont les poids statistiques des niveaux inférieur et supérieur de la transition. La fonction source dépend donc du rapport des profils d'émission et d'absorption $\psi(\nu)/\phi(\nu)$, ainsi que du rapport des populations des niveaux impliqués dans la transition correspondant à la raie, eux-mêmes dépendant des coefficients d'Einstein, de l'intensité spécifique moyenne J_ν (c'est-à-dire la moyenne directionnelle de l'intensité spécifique définie par $J_\lambda = \oint I_\nu \frac{\mathrm{d}\Omega}{4\pi}$), elle-même dépendante de S_ℓ, etc. A l'ETL, on retrouve $S_\ell = B_\nu(T)$, la fonction de Planck.

3.2.5 Sensibilité des raies à $T_{\rm eff}$, $\log g$ et aux abondances

Nous avons vu dans les sections précédentes que la forme et l'intensité d'une raie dépend de plusieurs paramètres : en particulier le nombre d'atomes ou d'ions absorbants le long de la ligne de visée, obtenu à partir des équations d'excitation (3.3) et (3.4) et d'ionisation (3.5), de la vitesse thermique, de la vitesse de microturbulence, etc. Les raies sont donc directement sensibles à la température effective, à la pression et aux différentes constantes atomiques.

La T_{eff} est le paramètres auxquels les raies spectrales sont le plus sensibles. En effet, celle-ci intervient notamment dans les termes exponentiels des équilibres d'excitation et d'ionisation et a donc un impact direct fort sur le nombre d'absorbeurs. Toutes les raies ne présentent pas la même sensibilité à la température. Cela dépend de la température du gaz dans les couches où se forme la raie ainsi que de son potentiel d'excitation (l'impact d'une variation de température sera différent si la raie correspond à un élément neutre ou ionisé, et dépend aussi du taux d'ionisation du milieu dans lequel elle se forme).

L'effet de la gravité de surface apparaît à travers les termes de pressions électronique et gazeuse. La pression a une influence sur le nombre d'absorbeurs via l'équilibre d'ionisation (pression électronique), les constantes d'amortissement des raies fortes (dans lesquelles les ailes dominent) et l'élargissement des raies d'H par effet Stark linéaire. La gravité de surface agit donc à la fois sur la profondeur et sur la forme des ailes des raies. Son impact est généralement moins important que celui de la T_{eff}. Comme la T_{eff}, il dépend de la raie considérée.

Enfin, les abondances ont, par définition, un impact direct sur le nombre d'absorbeurs et donc sur la forme et l'intensité des raies spectrales. Pour s'en rendre compte, il est utile de calculer la largeur équivalentes (EW) des raies, c'est-à-dire la largeur en unité de longueurs d'onde d'un rectangle de hauteur unitaire dont la surface est égale à celle de la raie. Cette quantité, que l'on peut mesurer, est très sensible à l'abondance. Le comportement de la largeur équivalente d'une raie en fonction de l'abondance suit trois régimes :

- dans le cas des raies faibles, le profil d'absorption est dominé par l'élargissement thermique (Doppler) est la valeur de la largeur équivalente de la raie croît linéairement avec l'abondance de l'élément considéré ;
- dans le cas de raies plus fortes, le profil d'absorption est toujours principalement dû à l'élargissement Doppler, mais il y a saturation (la profondeur centrale de la raie n'augmente plus lorsque l'abondance augmente, seules les ailes de la raie se développent). Dans ce cas, la largeur équivalente est proportionnelle à $\sqrt{\log A}$;
- dans le cas des raies très fortes, les ailes continuent à se développer et la largeur équivalente de la raie varie selon la racine carrée de l'abondance ($\sqrt{A}$).

La courbe $\log(EW/\lambda) = f(\log A)$ est appelée courbe de croissance.

4

Développement d'un outil de normalisation spectrale

Sommaire

4.1 Motivations de ce traitement de données 79
4.2 Détermination du continu et normalisation 79
4.2.1 Sélection des zones de continu 80
4.2.2 Normalisation des ordres 87
4.2.3 Concaténation des ordres 87
4.3 Cas spécifiques de HD 104237 91
4.3.1 Problématique spécifique à cette étoile 91
4.3.2 Décalage en longeurs d'onde du spectre normalisé 91
4.3.3 Sommation des spectres de la nuit du périastron 92
4.3.4 Dépollution par un spectre "synthétique" de la Secondaire . . 92

4.1 Motivations de ce traitement de données

Une future modélisation astérosismique de HD 104237, comme de toute étoile pulsante, nécessite non seulement une identification la plus complète possible des modes de pulsation observés, mais également une connaissance précise de certains paramètres stellaires fondamentaux tels que $T_{\rm eff}$, $\log g$, masse, métallicité, etc., qui servent de paramètres d'entrée aux codes d'évolution et d'oscillation stellaires. Dans la mesure où la détermination précise desdits paramètres fondamentaux est basée sur une étude spectroscopique rigoureuse, une parfaite normalisation du continu et une haute valeur de SNR sont essentielles. Pour ce faire, un code de normalisation de spectres échelle a été développé, tel que décrit dans la section 4.2, un tel code n'existant pas en libre accès à la communauté. Etant donné le grand nombre de spectres à traiter, ledit code a été automatisé. Les caractéristiques spectroscopiques de HD 104237 introduisant quelques difficultés supplémentaires dans cette démarche, certaines précautions ont dû être prises dans la procédure de normalisation afin de tenir compte de la pollution du spectre de la Primaire par la composante Secondaire de la binaire spectroscopique, de la présence de composantes en émission décalées vers le bord rouge de certaines raies en absorption et de la variabilité à court et moyen terme observée dans de nombreuses raies, due aux vents ou à la modulation rotationnelle. La problématique spécifique à HD 104237 et le traitement spectroscopique additionnel qui lui est propre sera décrit dans la section 4.3, en particulier la sommation des spectres de la nuit du périastron ayant permis d'augmenter substantiellement le SNR du spectre avec lequel nous avons travaillé pour déterminer les paramètres fondamentaux de HD 104237.

4.2 Détermination du continu et normalisation

Le jeu de données obtenu au SAAO en avril 2000 (cf. Böhm et al. 2004) comprend une nuit d'observation très proche du périastron de l'orbite de la binaire, à savoir la nuit du 12 avril 2000. Les spectres de la Primaire et de la Secondaire étant bien séparés en terme de vitesse à cette date précise (cf. section 2.2.1), ce qui facilite la tâche de distinction de leur spectre respectif, nous avons décidé de nous concentrer sur les données de cette nuit en particulier. A noter, toutefois, que le code de normalisation présenté ici est adaptable à n'importe quelle configuration (Primaire + Secondaire à tout moment de l'orbite, ou étoile seule). Etant donné que nous travaillons avec des spectres échelle, nous avons normalisé chaque ordre individuellement avant de les concaténer les uns aux autres. Une option du programme laisse la possibilité de traiter des spectres classiques et non des spectres échelle.

La procédure de normalisation peut être décrite en 3 étapes principales : la sélection des zones de continu, la normalisation individuelle des ordres et la concaténation de ces ordres.

4.2.1 Sélection des zones de continu

La base de données atomiques VALD, un outil précieux

La sélection des zones de continu de notre procédure de normalisation nécessite la création d'un peigne spectral à partir de listes de raies théoriques (une pour la Primaine et une pour la Secondaire). Ces listes de raies atomiques et les paramètres associés sont issues de la base de données atomiques de Vienne (Vienna Atomic Line Database, VALD). Cette base de données regroupe un ensemble de listes de paramètres de transitions atomiques d'importance en astrophysique, dont les sources très variées, empiriques comme théoriques, sont rigoureusement sélectionnées et régulièrement complétées et actualisées. Cette base de données a été mise en service en 1994 (Piskunov et al., 1995) afin de répondre aux besoins relatifs à l'analyse détaillée de spectres stellaires comme la nécessité de calculer des opacités pour modéliser une atmosphère stellaire, de calculer un spectre synthétique, d'identifier certaines raies en particulier, de mesurer la composition chimique ou la vitesse radiale d'une étoile via son spectre, etc. Dans ce but et pour plus d'efficacité, l'équipe responsable du projet VALD a notamment développé des outils numériques pour sélectionner les transitions qui contribuent le plus à l'opacité totale.

Depuis 1994, la base de données VALD, qui regroupe les collaborations d'astronomes d'Autriche, de Russie et de Suède, est régulièrement mise à jour et améliorée, et des transitions moléculaires y ont été intégrées, en plus des transitions atomiques (Ryabchikova et al., 1997; Kupka et al., 1999, 2000). En outre, une interface VALD a été créée sur internet [1] afin de faciliter l'extraction de données pour les utilisateurs. Une des requêtes pouvant être effectuées sur cette interface, et d'intérêt dans nos travaux, est la requête de type *Extract Element*. Elle permet d'extraire toutes les raies spectrales (ainsi que leurs meilleurs paramètres atomiques) qui engendrent une absorption significative dans une atmosphère stellaire de $T_{\rm eff}$ et $\log g$ donnés, et ce dans une certaine fenêtre de longueurs d'onde. Elle requiert les informations suivantes :

- les longueurs d'onde inférieure et supérieure de la plage spectrale à l'étude,
- la limite de détection des raies spectrales, en dehors de toute considération de *blend* potentiel, exprimée en fraction du continu (dans notre cas, 0.01, soit 1% du continu ; notons qu'il s'agit-là d'une profondeur de raies non élargies, les raies après élargissement étant encore beaucoup plus faibles),
- la vitesse de microturbulence ξ,
- la $T_{\rm eff}$ et le $\log g$ (en unités cgs) qui permettent de sélectionner un modèle d'atmosphère stellaire de métallicité solaire pour estimer la profondeur centrale des raies spectrales.
- Il est également possible de modifier la composition chimique relative à certains éléments, les valeurs données s'exprimant comme le $\log \frac{N_{\rm E}}{N_{\rm tot}}$ pour un élément E

1. http ://vald.astro.univie.ac.at/ vald/php/vald.php

donné (la composition chimique étant solaire par défaut).

Un exemple de fichier fourni en retour par VALD est montré dans la Figure 4.1. Il comporte 5 parties :

1) une en-tête décrivant l'intervalle de longueurs d'onde (en Å) d'intérêt, le nombre de raies sélectionnées, le nombre de raies traitées et la ξ ;
2) la liste de raies comportant, dans l'ordre, l'élément chimique correspondant à la raie et son degré d'ionisation, la longueur d'onde centrale de la raie λ_0 (en Å), son potentiel d'excitation $\chi_{\rm exc}$ (en eV), la ξ, $\log gf$ (le logarithme de la force d'oscillateur multiplié par le poids statistique du niveau inférieur de la transition), les paramètres de *damping* radiatif (ou élargissement naturel $\gamma_{naturel}$), Stark (γ_4) et van der Waals (γ_6 ; cf. section 3.2.3 pour la définition de ces paramètres), le facteur de Landé, la profondeur centrale de la raie par rapport au continu et les références relatives à la raie. En effet, comme l'expliquent Piskunov et al. (1995) et comme nous l'avons vu dans la section 3.2.3, pour la majorité des raies spectrales, le profil d'absorption résulte essentiellement du produit de l'opacité centrale de la raie par le profil d'élargissement donné par la fonction de Hjerting (cf. équation (3.72)), ce profil d'élargissement étant caractérisé par les constantes d'amortissement $\gamma_{naturel}$, γ_4 et γ_6. Effectivement, en supposant l'Equilibre Thermodynamique Local (cf. section 3.1.2) et considérant l'équation 3.72, l'opacité centrale de la raie peut s'écrire :

$$\kappa_{\lambda_{\rm c}} \propto g_l \, f_{lu} \, \lambda_0^2 \, {\rm e}^{(-\chi_{\rm exc}/kT)} \, H(0,\, \alpha) \tag{4.1}$$

où $\alpha = (\sum \gamma \, \lambda_0^2)/(4\pi \, c \, \Delta\nu_D)$. Les données atomiques nécessaires pour caractériser une raie d'absorption atomique sont donc bien λ_0, gf, $\chi_{\rm exc}$, $\gamma_{\rm r}$, $\gamma_{\rm s}$ et $\gamma_{\rm w}$;
3) le nom du fichier d'atmosphère modèle (Kurucz) utilisé ;
4) les abondances des 99 premiers éléments chimiques ;
5) les références relatives aux paramètres des différentes raies de la liste ainsi fournies.

N.B. : les profondeurs de raies fournies par VALD tiennent compte de l'élargissement intrinsèque de la raie mais pas de mécanismes d'élargissement n'affectant pas la largeur équivalente de la raie tels que la rotation stellaire ou l'élargissement instrumental.

Création d'un peigne spectral

Dans un premier temps, un peigne spectral est créé, permettant la localisation des zones de continu et éliminant les plages spectrales où se trouvent les raies en absorption. Pour réaliser ce peigne, 2 catalogues de raies issus de la base de données atomiques VALD sont utilisés, leurs paramètres stellaires étant extraits de la littérature :

- l'un correspond à la Primaire, avec $T_{\rm eff}$= 8500 K et $\log g$= 4.0 (van den Ancker et al., 1998), ξ= 2 km s^{-1} et des abondances solaires,

```
4400.0000,   7000.0000,  819,   103481, 2.0,  Wavelength region, lines selected, lines processed, Vmicro
                                    Damping parameters  Lande  Central
Elm Ion  WL(A)    Excit(eV) Vmic log(gf) Rad.   Stark  Waals factor  depth  Reference
'Sc 2', 4400.3890,  0.6050, 2.0, -0.536, 8.258,-6.680,-7.919, 1.080, 0.737, '   1   1   2   1   1   1   1'
'Fe 1', 4401.2899,  3.6020, 2.0, -0.920, 8.070,-5.340,-7.252, 1.570, 0.276, '   3   3   3   4   4   4   5'
'Ni 1', 4401.5380,  3.1930, 2.0,  0.040, 8.061,-5.685,-7.289, 1.180, 0.493, '   6   6   6   7   7   7   5'
'Fe 1', 4404.7500,  1.5570, 2.0, -0.142, 8.050,-6.060,-7.659, 1.130, 0.831, '   5   3   3   4   4   4   5'
'Ti 2', 4407.6721,  1.2210, 2.0, -2.620, 8.479,-6.593,-7.944, 0.330, 0.225, '   8   8   8   9   9   9   9'
'Fe 1', 4407.7080,  2.1760, 2.0, -1.973, 8.650,-5.890,-7.518, 1.830, 0.229, '   5   3   3   4   4   4   5'
'Fe 1', 4408.4135,  2.1980, 2.0, -1.775, 8.650,-5.890,-7.513, 1.980, 0.316, '   3   3   3   4   4   4   5'
'Ti 2', 4409.2347,  1.2430, 2.0, -2.640, 8.461,-6.538,-7.904, 1.480, 0.211, '   8   8   8   9   9   9   9'
'Ti 2', 4409.5196,  1.2310, 2.0, -2.370, 8.471,-6.550,-7.906, 1.460, 0.332, '   8   8   8   9   9   9   9'
'Ti 2', 4411.0723,  3.0950, 2.0, -0.670, 8.346,-6.537,-7.888, 0.900, 0.581, '   8   8   8   9   9   9   9'
...
'Ti 2', 6998.9050,  3.1240, 2.0, -1.453, 8.360,-6.540,-7.890, 1.120, 0.121, '   9   9   9   9   9   9   9'
'08500G40.KRZ',
'H :  0.92','He: -1.11',
'Li:-10.94','Be:-10.64','B : -9.49','C : -3.52','N : -4.12','O : -3.21',
'F : -7.48','Ne: -3.96','Na: -5.71','Mg: -4.46','Al: -5.57','Si: -4.49',
'P : -6.59','S : -4.71','Cl: -6.54','Ar: -5.64','K : -6.92','Ca: -5.68',
'Sc: -8.87','Ti: -7.02','V : -8.04','Cr: -6.37','Mn: -6.65','Fe: -4.54',
'Co: -7.12','Ni: -5.79','Cu: -7.83','Zn: -7.44','Ga: -9.16','Ge: -8.63',
'As: -9.67','Se: -8.63','Br: -9.41','Kr: -8.73','Rb: -9.44','Sr: -9.07',
'Y : -9.80','Zr: -9.44','Nb:-10.62','Mo:-10.12','Tc:-20.00','Ru:-10.20',
'Rh:-10.92','Pd:-10.35','Ag:-11.10','Cd:-10.27','In:-10.38','Sn:-10.04',
'Sb:-11.04','Te: -9.80','I :-10.53','Xe: -9.87','Cs:-10.91','Ba: -9.91',
'La:-10.87','Ce:-10.46','Pr:-11.33','Nd:-10.54','Pm:-20.00','Sm:-11.03',
'Eu:-11.53','Gd:-10.92','Tb:-11.69','Dy:-10.90','Ho:-11.78','Er:-11.11',
'Tm:-12.04','Yb:-10.96','Lu:-11.98','Hf:-11.16','Ta:-12.17','W :-10.93',
'Re:-11.76','Os:-10.59','Ir:-10.69','Pt:-10.24','Au:-11.03','Hg:-10.91',
'Tl:-11.14','Pb:-10.09','Bi:-11.33','Po:-20.00','At:-20.00','Rn:-20.00',
'Fr:-20.00','Ra:-20.00','Ac:-20.00','Th:-11.95','Pa:-20.00','U :-12.54',
'Np:-20.00','Pu:-20.00','Am:-20.00','Cm:-20.00','Bk:-20.00','Cf:-20.00',
'Es:-20.00','END'
 References:
  1. GFIRON obs. energy level: Sc
  2. VALD 2: Sc
  3. VALD 2: Fe
  4. GFIRON obs. energy level: Fe
  5. VALD 2: VanderWaals_new_corCr
  6. VALD 2: Ni
  7. GFIRON obs. energy level: Ni
  8. IC: Ti 2
  9. GFIRON obs. energy level: Ti
 10. Raassen & Uylings: Fe 2 corrected
 etc.
```

FIGURE 4.1 – Exemple de fichier fournis par VALD en retour d'une demande de type *Extract Stellar*.

- l'autre correspond à la composante Secondaire, avec $T_{\rm eff}= 4750K$ et $\log g= 4.0$ (Böhm et al., 2004), $\xi= 2\,{\rm km\,s^{-1}}$ et des abondances solaires.

Les valeurs typiques de ξ trouvées dans la littérature pour les étoiles HAeBe sont de 2 - 3 $\rm km\,s^{-1}$ (cf. section 5.2.1), c'est pourquoi nous avons fixé celle de HD 104237 à $2\,{\rm km\,s^{-1}}$. Les catalogues de raies de la Primaire et de la Secondaire sont ensuite retravaillés afin d'exclure les plages spectrales correspondant aux plages de raies, selon la démarche décrite ci-après.

Sélection des raies à éliminer

Un critère de profondeur est appliqué aux différentes raies en absorption de chaque catalogue. Pour avoir une idée de la valeur de la profondeur seuil relative à ce critère, nous considérons le SNR de la nuit à l'étude. Pour la nuit du 12 avril 2000, les valeurs de SNR $\rm pixel^{-1}$ vont de 40 à 60, soit de 57 à 85 par élément résolu. Etant donné que SNR=S/B (S=signal, B=bruit), alors nous pouvons estimer l'amplitude du bruit telle que B=S/SNR. Comme nous travaillons avec des informations spectrales normalisées (profondeurs de raies fournies par VALD, spectres observés) , cela donne : B=1/85=0.012, 85 étant la valeur de SNR la plus restrictive dans le cas présent. La profondeur maximale acceptée pour qu'une raie soit considérée comme du continu (parce que "noyée" dans le bruit du spectre observé) correspond à cette valeur de dispersion et est donc de 0.01, soit 1% du continu. Cette valeur ayant comme origine le SNR des spectres observés, il s'agit d'une valeur de profondeur seuil pour des raies élargies (rotation, etc.), or, les profondeurs de raies données par VALD ne prennent en compte que l'élargissement intrinsèque des raies (élargissement naturel, thermique, ξ, van der Waals, etc.), mais pas leur élargissement par rotation ou l'élargissement instrumental. Il est donc nécessaire de transformer la valeur de la profondeur seuil de raie "élargie" en une profondeur seuil de raie "non élargie" pour appliquer ce critère de sélection aux raies des catalogues VALD. Pour estimer cette correction, nous appliquons la règle très simple suivante : supposons que l'aire d'une raie est constante, quel que soit l'élargissement qu'elle subit (en toute rigueur, cela n'est vrai que pour les raies faibles). Nous supposons ensuite que l'aire d'une raie en absorption est définie approximativement par le produit de sa profondeur par sa largeur à mi-hauteur, cette dernière étant environ proportionnelle à la largeur à la base de la raie. Dans ce cas, nous pouvons écrire que, pour une raie de longueur d'onde donnée, $\rm d_{el.}\,v\sin i= d_{n.el.}\xi$ (où $\rm d_{el.}$ est la profondeur de la raie "élargie" et $\rm d_{n.el.}$ la profondeur de la raie "non élargie"). Nous obtenons donc la relation suivante : $\rm d_{n.el.} = d_{el.}(v\sin i/\xi)= d_{el.} \times 12/2$. Les raies "non élargies" plus profondes que 0.06 sont donc supposées détectables dans leur version "élargie" par rapport au bruit du spectre observé et sont éliminées.

Ce critère est appliqué tant à la Primaire qu'à la Secondaire, la plus faible luminosité de la Secondaire étant prise en charge en corrigeant les profondeurs du catalogue de raies de la Secondaire de la luminosité relative des deux composantes en fonction de la longueur

d'onde. Pour cela, nous supposons que les composantes Primaire et Secondaire peuvent être décrites par des corps noirs de température de 8500 K et 4750 K respectivement (cf. la section 3.1.2 pour justification). Il s'agit-là d'une approximation. En effet, la distribution spectrale d'énergie (SED) particulière des étoiles de Herbig (excès IR, absorptions UV...) montre qu'une fonction de Planck est une approximation assez grossière du flux lumineux en fonction de la longueur d'onde.

Cette hypothèse permet d'écrire le rapport de luminosités des composante Primaire et Secondaire comme étant le rapport de leur fonction de Planck respective (cf. l'équation 3.1 pour l'expression de la luminance énergétique spectrale du rayonnement de corps noir). Dans cette démarche, étant donné que le rapport des luminosités de la Primaire et de la Secondaire est d'environ 10 (cf . Böhm et al. 2004) et considérant la loi de Stefan-Boltzmann, le rapport des rayons de la Primaire et de la Secondaire a été estimé à ≈ 1. Le haut de la Figure 4.2 illustre la différence de luminance spectrale entre un corps noir de température égale à 8500 K et un autre de 4750 K pour la plage de longueurs d'onde qui concerne cette étude, à savoir de 4400 à 7000 Å. La correction sur la valeur de la profondeur seuil des raies du catalogue de la Secondaire dépend donc de la longueur d'onde de la raie corrigée et est effectuée comme suit :

$$\mathrm{d}^{\mathrm{S}}_{\mathrm{n.el.}}(\lambda) = \mathrm{d}^{\mathrm{P}}_{\mathrm{n.el.}}(\lambda)\frac{\mathrm{B}_{\lambda}(\mathrm{T} = 8500\,\mathrm{K})}{\mathrm{B}_{\lambda}(\mathrm{T} = 4750\,\mathrm{K}} \tag{4.2}$$

l'exposant S se rapportant à la Secondaire et le P à la Primaire. Le rapport de luminance spectrale des deux composantes pour la plage de longueurs d'onde considérée est représenté en bas de la Figure 4.2.

Largeurs de plages de raies à éliminer

La position des raies de la Primaire et de la Secondaire à éliminer étant repérée, il faut définir la largeur des plages correspondantes à exclure. Les profils de raies présents dans le spectre de HD 104237 sont anormalement larges (largeur à la base de la raie pouvant atteindre l'équivalent de 60 km s^{-1}en terme de vitesse, soit $2.5\,v \sin i$), ce qui peut être dû à de la macroturbulence (c'est-à-dire des mouvements turbulents dont la taille est grande par rapport à la profondeur optique unitaire) ou à des vents. Les zones exclues de part et d'autre du centre des raies ont donc été volontairement maximisées et s'étendent de $\lambda_c\,(1 - 2.5\,v \sin i/\mathrm{c})$ à $\lambda_c\,(1 + 2.5\,v \sin i/\mathrm{c})$.

Exclusion de plages additionnelles

Afin de s'assurer de la bonne détermination des plages de continu, certaines listes de zones spécifiques à éliminer, propres à HD 104237, furent constituées par pré-visualisation des spectres de plusieurs nuits d'avril 2000. Ces listes de plages de longueurs d'onde

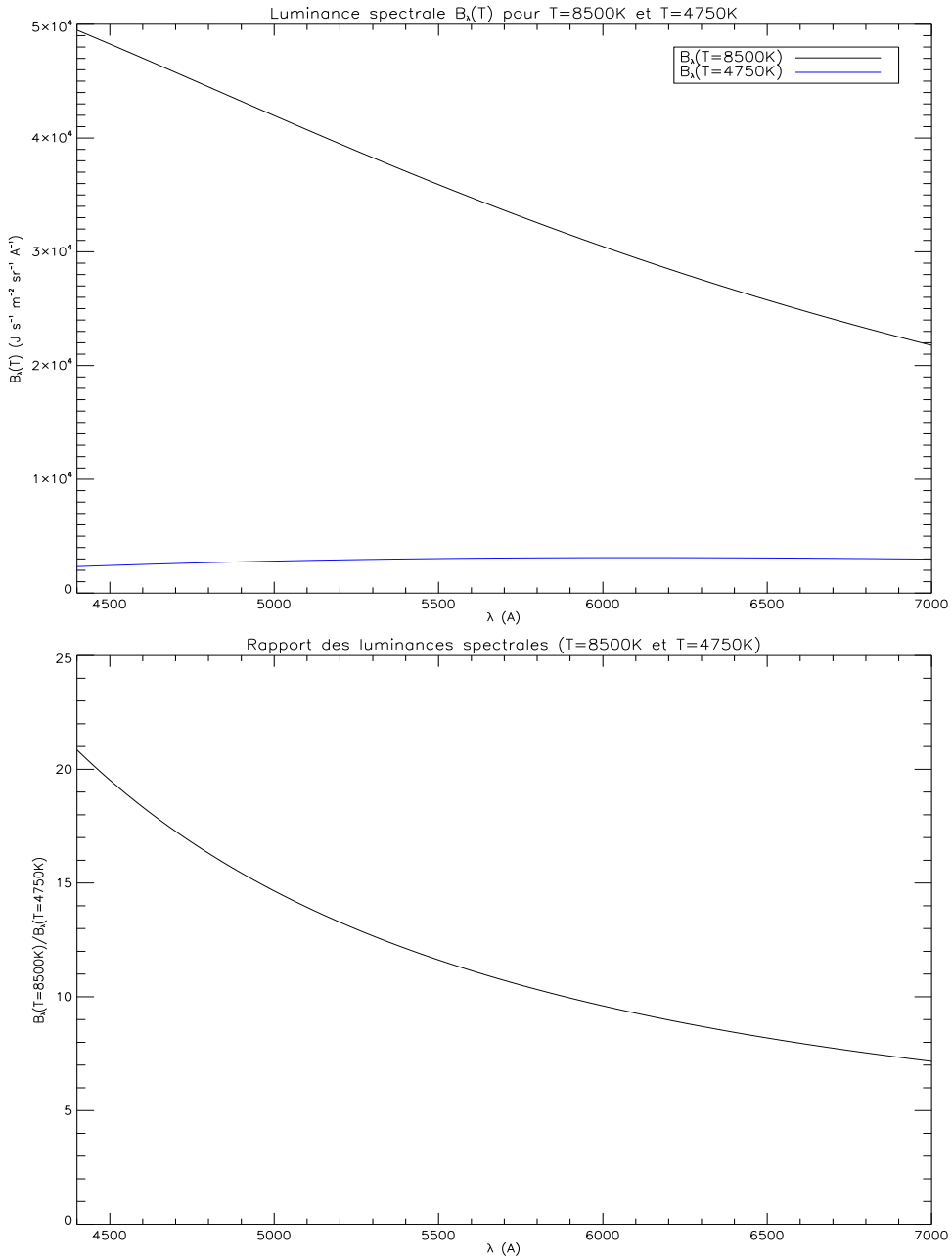


FIGURE 4.2 – En haut : Luminance spectrale relative aux fonctions de Planck pour T=8500 K et T=4750 K dans la gamme de longueurs d'onde de l'étude (4400-7000 Å). **En bas :** Rapport des luminances spectrales relatives aux fonctions de Planck pour T=8500 K et T=4750 K dans la gamme de longueurs d'onde de l'étude (4400-7000 Å).

concernent les composantes en émission du spectre, les raies fortement variables d'une nuit à l'autre et les raies telluriques. Les raies de Balmer sont également exclues puisque leur largeur fait qu'elles s'étendent sur plusieurs ordres (typiquement 4) et ne peuvent donc pas être normalisées de manière fiable, l'évaluation du continu d'un ordre à l'autre étant impossible pour des bords de raies situés à 4 ordres l'un de l'autre. La zone éliminée pour H_β s'étend de 4816 à 4929 Å et la zone éliminée pour H_α s'étend de 6475 à 6645 Å. La raie H_γ n'est pas incluse dans notre gamme de longueurs d'onde (4400-7000 Å).

Décalage en longueurs d'onde des plages de continu sélectionnées

A ce stade, le peigne consiste donc en une liste de plages de longueurs d'onde considérées comme "zones de raies spectrales à éliminer". Les longueurs d'ondes des raies des catalogues fournis par VALD étant des longueurs d'onde "de laboratoire", c'est-à-dire des longueurs d'onde pour une source "au repos" (par la suite, nous utiliserons l'expression raccourcie "longueurs d'onde au repos"), elles sont décalées par rapport à celles des raies du spectre observé puisque la Primaire et la Secondaire ont un mouvement propre. Pour chacun des 35 spectres de la nuit du périastron, les longueurs d'onde des plages à exclure sont donc systématiquement corrigées des vitesses orbitales de la Primaire et de la Secondaire correspondant à la HJD du spectre (HJD=*Heliocentric Julian Date*, c'est-à-dire la durée écoulée en jours et fractions de jour depuis le 1er janvier 4713 av. J.C. à midi heure de Greenwich, ramené dans le référentiel héliocentrique), les paramètres orbitaux de la binaire spectroscopique ayant été déterminés par Böhm et al. (2004), notamment la vitesse orbitale de la Primaire pour chaque HJD des nuits d'observation ainsi que la vitesse systémique (pour rappel : $v_{\rm syst} = 13.94\,{\rm km\,s^{-1}}$) et le rapport des masses ($M_{\rm P}/M_{\rm S} = 1.29 \pm 0.02$). A partir de l'équation 2.1 (projetée sur la ligne de visée), on obtient la vitesse orbitale de la composante secondaire pour chaque HJD :

$$v_{\rm orb}({\rm S}) = \frac{M_{\rm P}}{M_{\rm S}}(v_{\rm syst} - v_{\rm orb}({\rm P})) + v_{\rm syst} \tag{4.3}$$

Le décalage se fait donc via l'équation :

$$\lambda' = \lambda_0\,(1 + \frac{v_{\rm orb}}{\rm c}) \tag{4.4}$$

Finalisation du peigne

La dernière étape de création de ce peigne destiné à sélectionner les zones de continu du spectre observé consiste à "tester" la grille de longueur d'onde dudit spectre avec les plages précédemment sélectionnées. Ces plages étant des plages supposées de raies, si une longueur d'onde du spectre est incluse dedans, la valeur 0 lui est attribuée. Dans le cas contraire, il s'agit d'une longueur d'onde localisée dans une zone prévue de continu, et on lui donne la valeur 1. Ainsi, seules les plages de continu sont vouées à être conservées.

4.2.2 Normalisation des ordres

Le peigne spectral précédemment créé est ensuite multiplié par le spectre observé. Les seules zones ainsi conservées, c'est-à-dire non nulles, sont identifiées comme zones de continu et tous les points nuls sont éliminés. Les quelques rayons cosmiques présents dans les zones restantes sont éliminés par une méthode de *sigma clipping*, c'est-à-dire qu'une moyenne et un écart-type local (σ) sont calculés (sur des plages de 10 Å) et tous les points s'écartant de plus de 3σ de la valeur moyenne sont exclus. Si nécessaire, cette opération est réalisée itérativement jusqu'à élimination complète des points aberrants du spectre.

L'étape suivante consiste à ajuster, dans chaque ordre, un polynôme d'ordre 4 à travers les points restants de continu (cet ordre étant jugé suffisamment haut pour un ajustement correct). Chaque ordre entier du spectre observé est ensuite divisé par ce polynôme. A ce stade, chaque ordre est normalisé individuellement et il reste, pour obtenir un spectre globalement normalisé, à tenir compte des recouvrements spectraux entre les ordres, chaque ordre i ayant des zones de longueurs d'onde commune avec les ordres i−1 et i+1. Deux illustrations de normalisation d'ordres sont données dans les Figures 4.3 et 4.4, une pour l'ordre 2 (partie "bleue" du spectre), l'autre pour l'ordre 44 (partie "rouge" du spectre).

4.2.3 Concaténation des ordres

La dernière étape de la procédure de normalisation consiste donc en une concaténation des ordres normalisés, pondérée par les valeurs de SNR locales des ordres dans les zones de recouvrement. La grille locale de longueurs d'onde du spectre dans ces zones de recouvrement n'étant pas la même d'un ordre à l'autre, il a fallu créer une grille de longueur d'onde commune sur laquelle interpoler le spectre ordre par ordre, afin de pouvoir procéder à leur concaténation. Cette grille a été créée entre les longueurs d'onde 4400 Å et 7000 Å via la formule de récurrence suivante : $\lambda_{i+1} = \lambda_i\,(1+1/2R)$ (R étant la résolution du spectrographe, soit 35000), ce qui implique une grille de pas constant en vitesse. Ces recouvrements entre un ordre i et un ordre i+1 sont pris en compte à travers la formule suivante :

$$F_{recouvrement}(\lambda) = \frac{F_i(\lambda) \times SNR_i^2(\lambda) + F_{i+1}(\lambda) \times SNR_{i+1}^2(\lambda)}{SNR_i^2(\lambda) + SNR_{i+1}^2(\lambda)} \tag{4.5}$$

où $F_{recouvrement}(\lambda)$ est le flux total résultant de l'addition des deux flux normalisés $F_i(\lambda)$ et $F_{i+1}(\lambda)$ des zones de recouvrement des ordres i et i+1, pondérés par leur valeur de SNR local respective $SNR_i(\lambda)$ et $SNR_{i+1}(\lambda)$. Ces valeurs locales de SNR résultent elles-mêmes d'un ajustement polynomial local des courbes de SNR au niveau des zones de recouvrement, le SNR étant fourni dans les fichiers de données spectrales réduites en plus de la longueur d'onde et le flux. La Figure 4.5 montre une zone de recouvrements d'ordres du premier spectre de la nuit du périastron avant normalisation, puis après normalisation

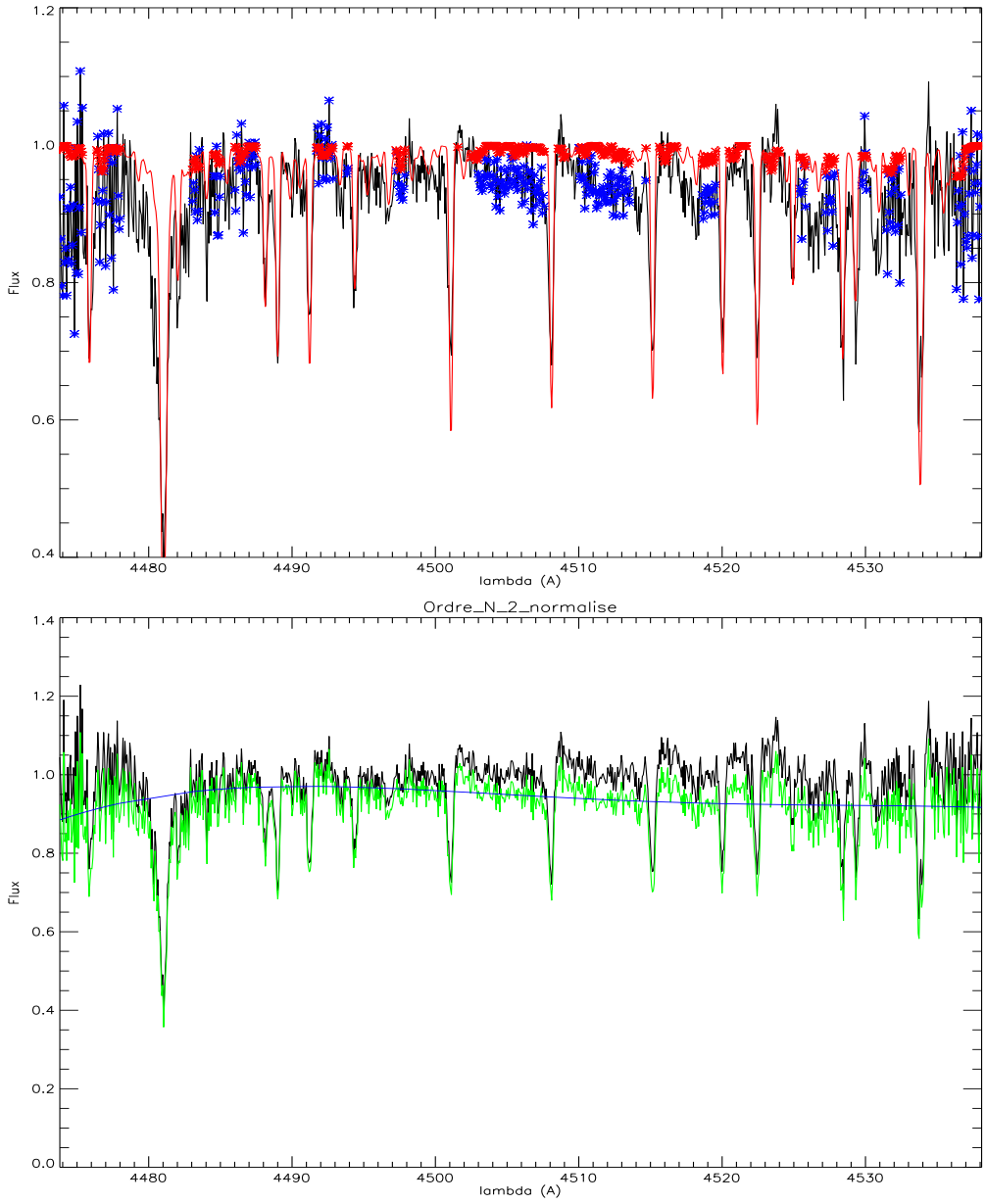


FIGURE 4.3 – Normalisation de l'ordre 2 du spectre observé de HD 104237. **En haut :** ligne noire : spectre observé ; ligne rouge : spectre synthétique conjugué de la Primaire et de la Secondaire ; étoiles rouges : zones de continu théoriques ; étoiles bleues : zones de continu appliquées au spectre observé. **En bas :** ligne verte : spectre observé ; ligne bleue : polynôme d'ordre 4 ajusté aux zones de continu du spectre observé ; ligne noire : spectre observé normalisé (spectre en vert divisé par le polynôme bleu).

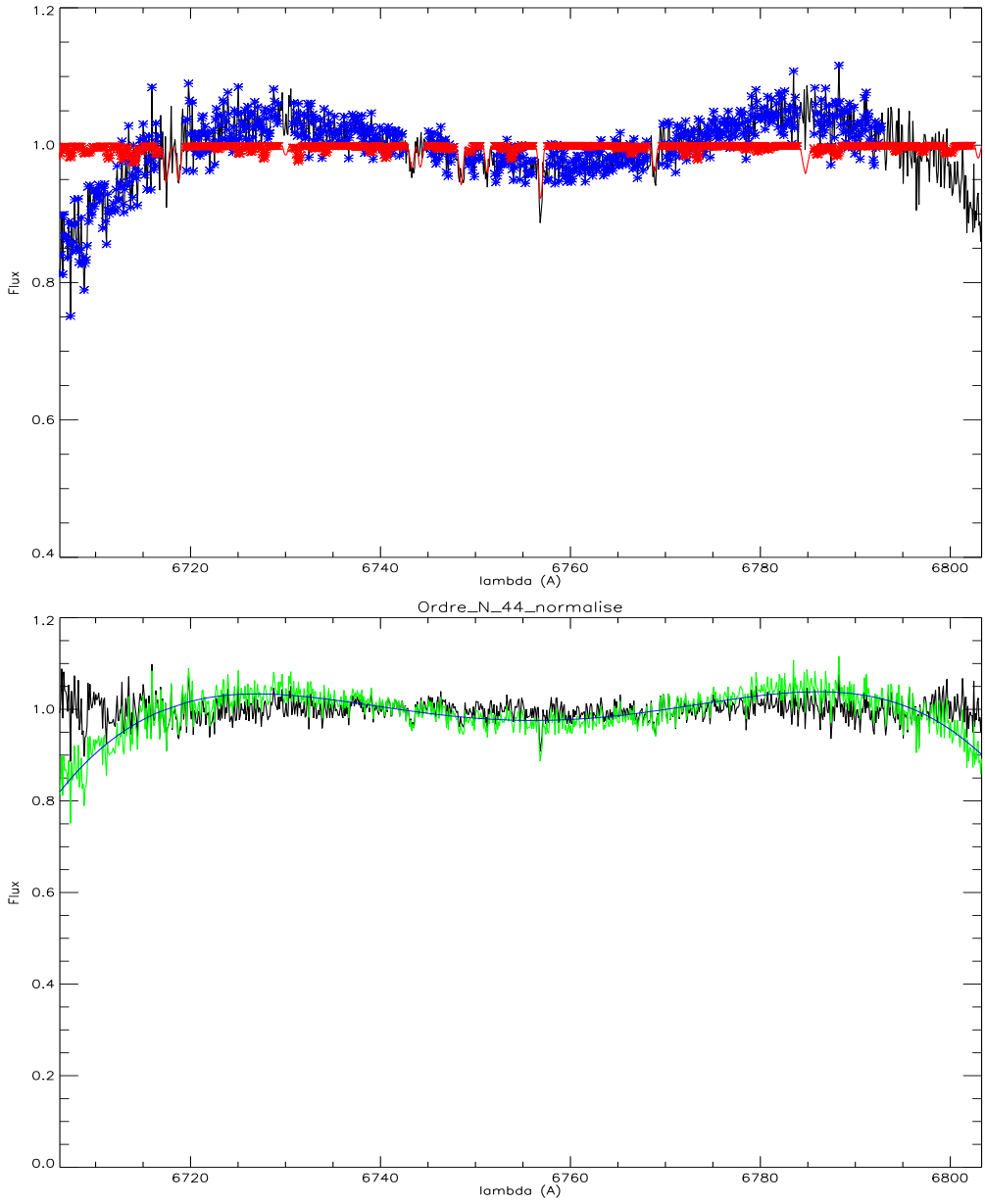


FIGURE 4.4 – Normalisation de l'ordre 44 du spectre observé de HD 104237. Même description que la Figure 4.3.

et concaténation des ordres mais avant sommation des spectres de la nuit, et enfin après sommation des spectres de la nuit (cf. section 4.3.3).

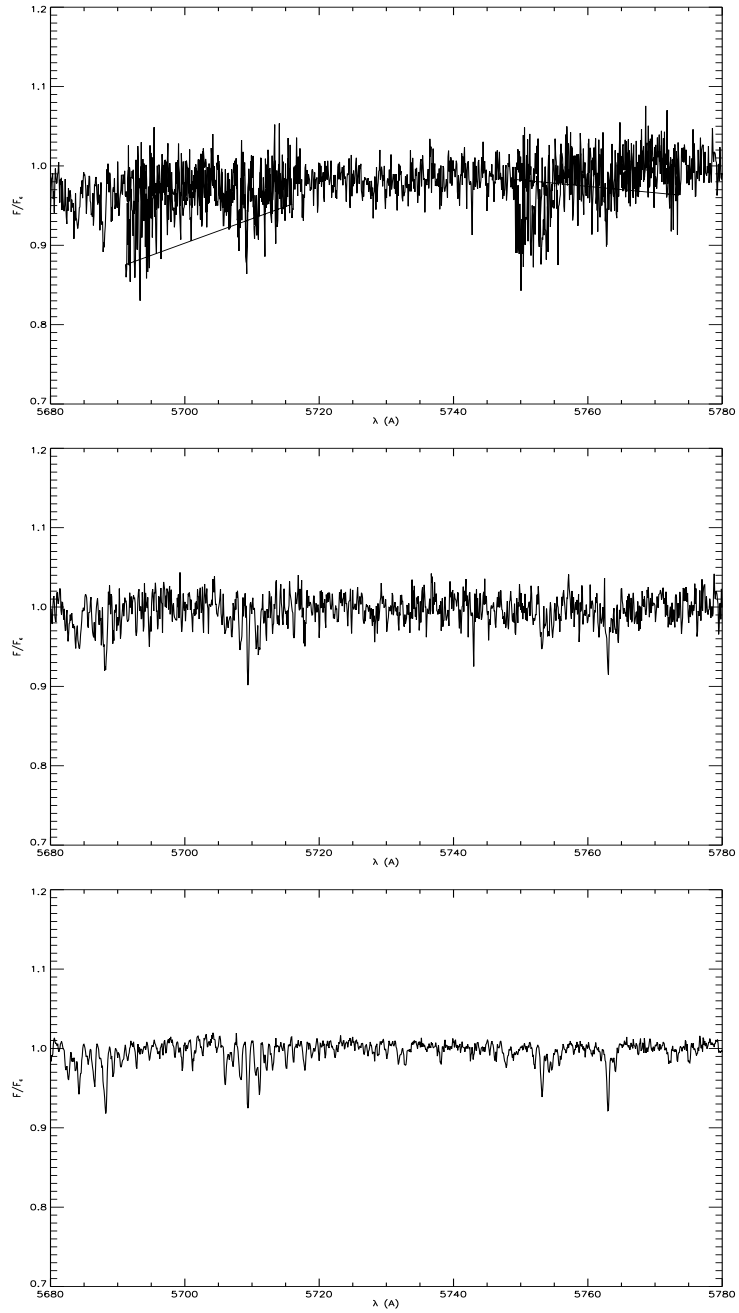


FIGURE 4.5 – Exemple de recouvrements inter-ordre dans le premier spectre de la nuit du 12 avril 2000. **En haut :** avant normalisation. **Au milieu :** après normalisation et concaténation des ordres et avant sommation des spectres de la nuit. **En bas :** après normalisation, concaténation des ordres et sommation des spectres de la nuit.

4.3 Cas spécifiques de HD 104237

4.3.1 Problématique spécifique à cette étoile

Comme nous le verrons dans le chapitre 5, la stratégie adoptée pour déterminer, via la spectroscopie, les paramètres fondamentaux de HD 104237 consiste en l'étude des largeurs équivalentes de raies photosphériques rigoureusement sélectionnées. Une telle analyse requiert non seulement une parfaite normalisation du spectre étudié, en particulier dans le voisinage des raies choisies, mais également un SNR élevé afin de faire gagner en précision l'étude de ces raies individuelles. Pour augmenter substantiellement le SNR, les spectres de toute la nuit du périastron sont donc sommés.

L'ultime étape de cette réduction de donnée minutieuse relative au spectre observé de HD 104237, en vue de l'étude des paramètres fondamentaux de cette étoile, sera la prise en compte de la composante Secondaire et la dépollution du spectre du veiling et des signatures spectrales qu'elle engendre. Cela sera décrit dans la section 4.3.4.

4.3.2 Décalage en longeurs d'onde du spectre normalisé

Pendant la seule nuit du périastron, les deux composantes de la binaire montrent une variation non négligeable de leur vitesse radiale. Afin de pouvoir sommer tous les spectres de la nuit et ainsi d'augmenter le SNR global du spectre observé, il est nécessaire que les longueurs d'onde de ces spectres soient re-centrées sur les longueurs d'ondes "au repos" (c'est-à-dire pour une source au repos dans le référentiel de l'observateur), par le biais de l'équation 2.1. Etant donné que nous nous intéressons aux paramètres stellaires fondamentaux de la Primaire, nous avons décalé le spectre jusqu'aux longueurs d'onde au repos de cette composante en particulier. Etant donné que :

$$\lambda_P = \lambda_0 \left(1 + \frac{v_{orb}(P)}{c}\right) \tag{4.6}$$

où λ_P est une longueur d'onde du spectre de la Primaire et λ_0 est la longueur d'onde "au repos" correspondante. Comme $\frac{v_{orb}(P)}{c} \ll 1$, alors :

$$\frac{1}{1 + \frac{v_{orb}(P)}{c}} \sim 1 - \frac{v_{orb}(P)}{c}$$

et on peut écrire :

$$\lambda_0 = \lambda_P \left(1 - \frac{v_{orb}(P)}{c}\right) \tag{4.7}$$

Dans chaque spectre observé pendant la nuit du périastron, de vitesse orbitale donnée, toutes les longueurs d'onde sont donc décalées de $-\lambda_P \frac{v_{orb}(P)}{c}$ afin de les recentrer sur leur valeur "au repos".

4.3.3 Sommation des spectres de la nuit du périastron

Enfin, la sommation des spectres de la nuit du périastron est effectuée selon la formule :

$$F_{tot}(\lambda) = \frac{\sum_{j=1}^{n} F_j(\lambda) \times SNR_j^2}{\sum_{j=1}^{n} SNR_j^2} \tag{4.8}$$

où $F_{tot}(\lambda)$ représente, pour chaque longueur d'onde, le flux du spectre normalisé sommé, n est le nombre de spectres de la nuit (35 dans notre cas), $F(\lambda)$ est le flux individuel de chaque spectre et SNR est le SNR moyen correspondant.

Après sommation le gain en SNR de notre spectre est de ≈ 6 puisque le SNR pixel^{-1} à 550 nm passe de 45 en moyenne à plus de 250, c'est-à-dire que le SNR par élément résolu passe de 65 à près de 400. La Figure 4.6 illustre ce gain en SNR puisqu'elle représente la superposition d'une plage de spectre normalisé non sommé avec la plage de spectre normalisé sommé correspondant. Un spectre théorique de la Primaire et un autre de la Secondaire (corrigée de la différence de luminosité) ont également été tracés dans ce graphique, afin de mettre en évidence la contribution spectrale locale de ces deux composantes.

4.3.4 Dépollution par un spectre "synthétique" de la Secondaire

Etant donné que notre but est de déterminer les paramètres fondamentaux de la composante Primaire, il est nécessaire de corriger le spectre observé de la pollution engendrée par la présence de la composante Secondaire, HD 104237b. En effet, bien que la Secondaire soit significativement plus faible que la Primaire, elle est aussi bien plus froide et présente de nombreuses raies métalliques en absorption, parfois très profondes, en particulier dans la partie bleue du spectre. Cela entraîne une contamination systématique des raies de la Primaire, en particulier un effet de remplissage des raies de la Primaire par le continu supplémentaire de la Secondaire, les raies apparaissant moins profondes qu'elles ne devraient l'être si la Primaire n'était pas "polluée". Pour "dépolluer" le spectre observé de cet effet, et ainsi obtenir le spectre issu de la composante Primaire seule, un spectre synthétique correspondant aux paramètres de la Secondaire est soustrait du spectre observé. Pour ce faire, nous utilisons les paramètres déterminés par Böhm et al. (2004) et basés sur la cinématique du mouvement de la binaire, ainsi qu'une abondance solaire, une valeur de $\log g$ de 4.0 et une ξ de 2 km s^{-1}. Néanmoins, afin de minimiser d'éventuelles erreurs additionnelles dues à l'utilisation d'un modèle de Secondaire incorrect dans cette démarche, les degrés de similitude entre le spectre observé et plusieurs spectres synthétiques de $T_{\rm eff}$ comprises entre 4250 K et 5250 K (par pas de 250 K) sont testés, accordant, au premier ordre, une sensibilité plus importante des raies spectrales synthétiques à la $T_{\rm eff}$ qu'aux autres paramètres. Le modèle de Secondaire est alors déterminé en calculant une quantité χ^2 à minimiser entre le spectre observé et la contribution attendue de la Secondaire. Le modèle montrant le degré de similitude le plus fort (χ^2 minimal) est le modèle

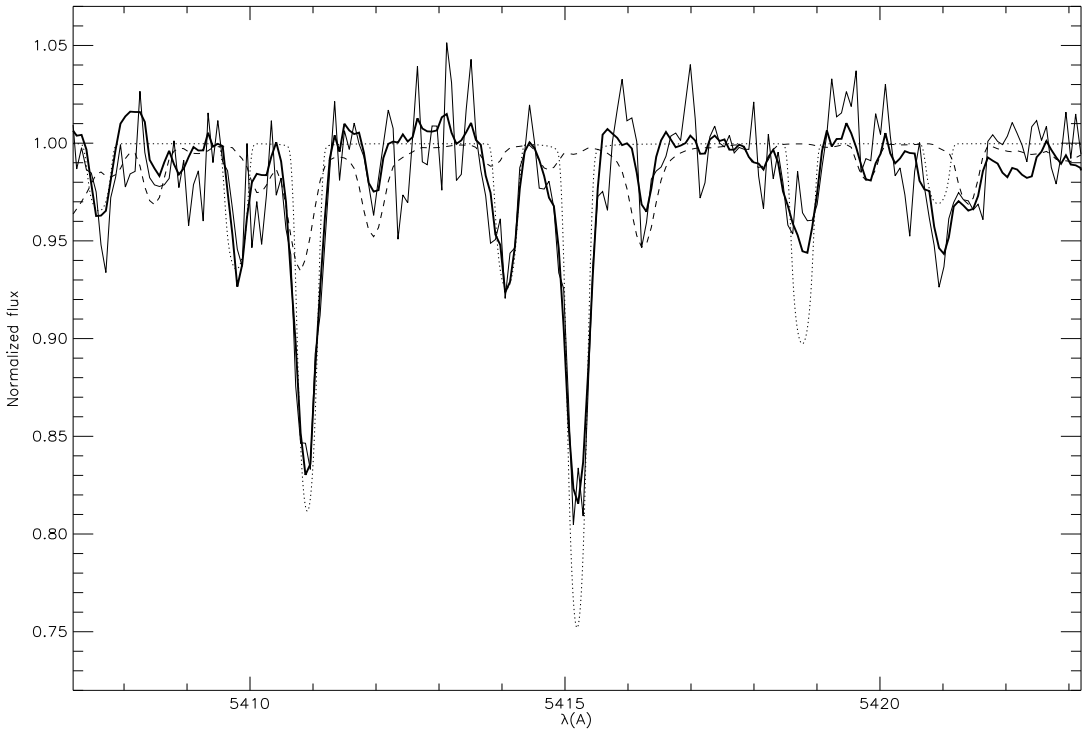


FIGURE 4.6 – Illustration du gain en SNR autour d'une raie spectrale sélectionnée pour l'étude des paramètres fondamentaux de HD 104237. Trait fin : spectre normalisé individuel. Trait épais : spectre normalisé sommé de la nuit du périastron. La zone spectrale représentée correspond aux abords de l'une des raies sélectionnées pour l'étude des paramètres fondamentaux de HD 104237 (cf. chapitre 5), à savoir la raie de Fe I à 5415.1920 Å. Les spectres synthétiques de la Primaire ($T_{\rm eff}$= 8500 K, pointillés) et de la Secondaire ($T_{\rm eff}$= 4750 K, tirets) ont été tracés ($\log g$=4.0, ξ= 2 $km\ s^{-1}$ et abondances solaires pour les deux spectres), afin de mettre en évidence la contribution de chacune des composantes de la binaire spectroscopique. Le spectre de la Secondaire a été corrigé du rapport de luminosité des deux composantes. Cette figure montre que la procédure de sélection des raies décrites dans le chapitre 5 fonctionne bien (par exemple, faible pollution de la raie sélectionnée par la Secondaire, raie non *blendée*, etc.). Cependant, nous notons qu'à ce stade, les paramètres fondamentaux et/ou le rapport local de luminosités ne permettent pas un accord optimal entre le spectre observé et les spectres synthétiques.

à 4500 K, c'est donc cette valeur de $T_{\rm eff}$ qui est adoptée dans cette démarche de dépollution du spectre observé par la composante Secondaire. Par ailleurs, puisque le spectre normalisé sommé de la nuit du périastron est centré sur la longueur d'onde "au repos" de la composante Primaire, le spectre synthétique de la Secondaire est décalé de son dépla-

cement respectif en vitesse orbitale :

$$\lambda_S = \lambda_0 \left(1 + \frac{v_{orb}(S)}{c}\right) - \lambda_P \frac{v_{orb}(P)}{c} \tag{4.9}$$

avec

$$\lambda_P = \lambda_0 \left(1 + \frac{v_{orb}(P)}{c}\right)$$

et donc

$$\lambda_S = \lambda_0 \left(1 + \frac{v_{orb}(S)}{c} - \frac{v_{orb}(P)}{c}\left(1 + \frac{v_{orb}(P)}{c}\right)\right). \tag{4.10}$$

Comme $\left(\frac{v_{orb}(P)}{c}\right)^2 \ll 1$, on peut écrire :

$$\lambda_S = \lambda_0 \left(1 + \frac{v_{orb}(S)}{c} - \frac{v_{orb}(P)}{c}\right). \tag{4.11}$$

Une fois le spectre synthétique de la Secondaire bien positionné en terme de longueurs d'onde, il faut estimer sa contribution au spectre observé. Comme lors de la construction du peigne spectral présentée dans la section 4.2.1, soit $\alpha(\lambda)$ le rapport monochromatique de luminosité avec $\alpha(\lambda) = B^P_\lambda / B^S_\lambda$ (B_λ étant la luminance spectrale relative au rayonnement de corps noir, telle que définie dans l'équation 3.1, les exposants P et S se rapportant respectivement à la Primaire et à la Secondaire), alors la contribution de chaque composante dans le spectre observé normalisé sommé peut s'écrire :

$$F_{obs}(\lambda) = \frac{F_P(\lambda) + \frac{F_S(\lambda)}{\alpha(\lambda)}}{1 + \frac{1}{\alpha(\lambda)}} \tag{4.12}$$

Le spectre de la Primaire dépollué de la contribution de la Secondaire s'obtient donc finalement via la relation suivante :

$$F_P(\lambda) = F_{obs}(\lambda) \left(1 + \frac{1}{\alpha(\lambda)}\right) - \frac{F_S(\lambda)}{\alpha(\lambda)} \tag{4.13}$$

5

Etude des paramètres stellaires fondamentaux : $T_{\rm eff}$, $\log g$ et abondances.

Sommaire

5.1 Motivations de l'étude 97
5.2 Complément théorique au sujet 97
5.2.1 Définitions des paramètres à l'étude 97
5.2.2 Tour d'horizon des méthodes de détermination des paramètres fondamentaux 101
5.2.3 SYNTH3, outil de synthèse spectral 105
5.3 Développement d'un outil de détermination des paramètres fondamentaux 106
5.3.1 Construction d'une grille tri-dimensionnelle de spectres synthétiques 106
5.3.2 Sélection de raies 107
5.3.3 Mesure des largeurs équivalentes 108
5.3.4 Ajustement des largeurs équivalentes 112
5.3.4.1 Résultats : les paramètres fondamentaux de HD 104237 124
5.4 Résumé et discussion 128

5.1 Motivations de l'étude

Comme nous l'avons vu précédemment, la connaissance des paramètres fondamentaux de HD 104237 est essentielle à plusieurs aspects de notre étude. D'une part, la localisation précise de cette étoile Ae de Herbig pulsante dans le diagramme HR est nécessaire pour la situer par rapport à la bande d'instabilité PMS théorique et contribuer, par l'observation, à mieux en contraindre les limites. D'autre part, les paramètres fondamentaux tels que $T_{\rm eff}$, $\log g$, la masse et la métallicité sont les ingrédients de base d'une modélisation astérosismique puisqu'ils constituent les paramètres d'entrée du code d'évolution stellaire générateur des modèles stellaires que le code d'oscillation fait ensuite pulser : plus la boîte d'erreur relative à ces paramètres est petite, mieux les modèles permettant de reproduire les fréquences et les modes observés seront contraints. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, les valeurs de ces différents paramètres trouvées dans la littérature divergent encore beaucoup. Une re-détermination de ces paramètres fondamentaux s'avère donc capitale.

Dans le présent chapitre, nous rappellerons la définition des paramètres à l'étude ainsi que, de manière non-exhaustive, les différentes méthodes possibles pour une telle étude et nous présenterons l'outil de synthèse spectrale que nous avons utilisé. Puis, nous exposerons la démarche et l'outil que nous avons développés pour mener cette étude et, finalement, nous discuterons nos résultats.

5.2 Complément théorique au sujet

5.2.1 Définitions des paramètres à l'étude

La température effective

Comme nous l'avons vu, une étoile ne peut être considérée comme un corps noir dans sa globalité. Son rayonnement provient de couches situées à différentes profondeurs auxquelles ne correspond pas une seule et unique température. Par exemple, la température de la photosphère solaire est environ multipliée par 2 entre ses extrémités inférieure et supérieure (sur une épaisseur d'environ 1000 km). En outre, dans les couches les plus externes des atmosphères stellaires (là d'où s'échappe le rayonnement), les écarts à l'ETL deviennent très importants. La notion de température stellaire nécessite donc d'être soigneusement précisée, la plus utilisée étant la température effective ($T_{\rm eff}$). La température effective d'une étoile est la température d'un corps noir ayant le même rayon R que l'étoile et rayonnant à la même puissance totale par unité de surface (flux) $\mathfrak{F}(0)$ que l'étoile, telle que définie par la loi de Stefan-Boltzmann (cf. section 3.2.1) :

$$\mathfrak{F}(0) = \int_0^\infty \mathfrak{F}_\nu(0)\, d\nu = \sigma T_{\rm eff}^4 \tag{5.1}$$

où $\mathfrak{F}_\nu(0)$ est le flux monochromatique émis à la surface de l'étoile et σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.67040\,10^{-8}\,\mathrm{erg\,cm^{-2}\,s^{-1}\,K^{-4}}$).
La luminosité L de l'étoile, définie comme la puissance totale émise par l'étoile (intégrée sur le disque stellaire de rayon R), peut donc s'exprimer en fonction de la température effective :

$$L = 4\pi R^2\,\mathfrak{F} = 4\pi R^2 \sigma T_{\mathrm{eff}}^4 \tag{5.2}$$

On a donc :

$$T_{\mathrm{eff}} = \left(\frac{L}{4\pi\sigma R^2}\right)^{\frac{1}{4}} \tag{5.3}$$

En outre, nous avons vu que dans l'approximation du cas "gris", la T_{eff} est la température de la photosphère à une profondeur optique $\tau = 2/3$. Notons que la T_{eff} est très proche de la température de la couche photosphérique dont sont issus les photons et correspond à la température minimale de la photosphère stellaire.

La gravité de surface

La gravité de surface d'une étoile représente l'intensité du champ gravitationnel à sa surface, c'est-à-dire au niveau de la photosphère. Comme nous l'avons expliqué précédemment, il ne s'agit pas d'une vraie surface et son rayon peut varier en fonction de la longueur d'onde et de la nature de l'étoile (pour rappel, dans le "cas gris", la surface se situe à une profondeur optique d'environ 2/3). Le rayon est alors choisi comme allant du centre de l'étoile à la zone de formation du continu (qui se situe approximativement à la même profondeur, quelle que soit l'étoile considérée, dans le domaine visible). La gravité de surface est définie par la formule habituelle en mécanique newtonienne du champ gravitationnel d'un objet sphérique de rayon R et de masse M :

$$g = \frac{\mathrm{G}M}{R^2} \tag{5.4}$$

où G est la constante de gravitation universelle égale à $6.673\,10^{-8}\,\mathrm{cm^3 g^{-1} s^{-2}}$. Généralement, la gravité de surface d'une étoile est utilisée sous sa forme logarithmique $\log g$, sa valeur étant alors exprimée en unité c.g.s. ($\mathrm{cm\,s^{-2}}$).
La gravité de surface influence notamment les pressions gazeuse et électronique ainsi que la densité des gaz des différentes couches de l'atmosphère (ces valeurs étant reliées par la loi des gaz parfaits, applicables dans le cas des atmosphères stellaires où la pression est suffisamment basse), une augmentation de sa valeur entraînant une augmentation de ces grandeurs par compression de la photosphère. Or si la pression au sein du milieu augmente, le phénomène de désexcitation stimulée, dopé par un nombre plus important de collisions, gagne en fréquence par rapport à la désexcitation naturelle, induisant un élargissement plus important de la raie. Si la densité augmente, le nombre d'absorbeurs par

unité de volume augmente également et les raies vont avoir tendance à gagner en intensité. L'impact de $\log g$ sur le profil des raies photosphériques est cependant plus subtil que celui de $T_{\rm eff}$. En particulier, l'élargissement des ailes n'est visible que dans les raies les plus fortes, via l'élargissement par effets Stark (dépendant de la pression électronique $P_{\rm e}$) et van der Waals (dépendant de la pression gazeuse $P_{\rm g}$; cf. section 3.2.3). Enfin, la gravité de surface agit sur l'état d'ionisation de la matière via la pression électronique : à une température donnée, l'équation de Saha (cf. section 3.1.2) indique que plus $P_{\rm e}$ est élevée, plus la fraction ionisée d'un élément dans un état d'ionisation donné sera faible, les processus de recombinaison étant plus fréquents.

Le type spectral

L'étude des caractéristiques du spectre d'absorption émis par la photosphère stellaire (allure du spectre, intensité et forme des raies spectrales, etc.) permet de classer les étoiles en température leur attribuant une lettre : O B A F G K M, du plus chaud au plus froid. La classification est affinée par l'attribution complémentaire d'un chiffre allant de 0 à 9, une étoile de type A0 étant plus chaude qu'une étoile A9. Ce type spectral est complété par un chiffre romain appelé "classe de luminosité", correspondant à une classification en terme de pression (ou en terme de luminosité, les deux étant étroitement liées).

Le type spectral attribué à HD 104237 par différents auteurs va de A0 à A8 et sa classe de luminosité est le plus souvent une classe V, parfois IV (cf. Tableau 2.1). Les types spectraux s'étendant de A0 à A9 (10000 à 7500 K) sont identifiables par certaines caractéristiques spectrales : les raies de Balmer (transitions électroniques de l'atome d'hydrogène vers le niveau n=2) sont intenses (maximales pour le type A0), la raie de Ca II K est visible, les raies de certains métaux ionisés (Fe II, Mg II, Si II, etc.) le sont également, la présence de métaux neutres augmente avec le type spectral, etc. Les classes de luminosité IV et V correspondent respectivement aux sous-géantes et aux naines.

Le suffixe "e" associé au typé spectral des étoiles HAeBe signifie que des raies en émission sont présentes dans le spectre. Le "p" que l'on voit dans certains articles fait référence, pour les étoiles de type A, à la présence d'un forte raie métallique. Le "sh" signifie "shell star" et indique que l'étoile est entourée de matière CS dont on voit la signature dans le spectre.

Les abondances chimiques

L'abondance d'un élément chimique E donné $A_{\rm E}$, exprimée sous forme logarithmique,

est définie par la relation :

$$\log A_{\mathrm{E}} = \log\left(\frac{N_{\mathrm{E}}}{N_{\mathrm{H}}}\right) \tag{5.5}$$

où N_{E} et N_{H} sont respectivement le nombre d'atomes de l'élément E et d'hydrogène par unité de volume. Le profil d'absorption d'une raie spectrale de l'élément E dépend à la fois de A_{E}, c'est-à-dire du nombre d'absorbeurs de l'espèce chimique E, et de la fraction des électrons de cet élément se trouvant dans le niveau inférieur d'énergie adéquat pour la transition spécifique à la raie (cette fraction dépendant elle-même de la température, de la pression, etc.).
L'abondance d'un élément chimique E est souvent exprimée sous forme relative par rapport à l'abondance solaire du même élément. On note alors :

$$[\mathrm{Fe/H}] = \log\left(\frac{N_{\mathrm{E}}}{N_{\mathrm{H}}}\right)_{\star} - \log\left(\frac{N_{\mathrm{E}}}{N_{\mathrm{H}}}\right)_{\odot} \tag{5.6}$$

et [Fe/H] s'exprime en dex. Cette manière relative d'exprimer l'abondance de l'élément E implique nécessairement de choisir un mélange solaire particulier auquel se référer (par exemple Anders & Grevesse 1989; Grevesse & Noels 1993; Asplund et al. 2005).

La vitesse de microturbulence

Le champ de vitesses du gaz chaud stellaire comprend plusieurs composantes contribuant à l'élargissement des raies spectrales photosphériques par décalage Doppler, la distribution de ces décalages s'obtenant en projetant les distributions de vitesses sur la ligne de visée. La composante relative à la microturbulence se rapporte à des mouvements d'origine non-thermique de matière à échelle microscopique, c'est-à-dire que les dimensions caractéristiques du matériau en mouvement sont petites par rapport à la profondeur optique unitaire. Dans le modèle classique de microturbulence, la distribution des vitesses est supposée gaussienne et isotrope, de dispersion ξ. Par la suite, nous noterons ξ la vitesse de microturbulence, qui s'exprime en $\mathrm{km\,s^{-1}}$. Gray (1992) indique des valeurs typiques de vitesse de microturbulence de 1 ou 2 $\mathrm{km\,s^{-1}}$. Pour les étoiles HAeBe, ces valeurs typiques sont plutôt de 2 - 3 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ (cf. par exemple Acke & Waelkens 2004; Guimarães et al. 2006; Catala et al. 2007). En pratique, l'impact de la microturbulence consiste en une augmentation du terme de vitesse thermique dans le coefficient d'absorption atomique (cf. section 3.2.3). Elle n'affecte pas toutes les raies de la même manière. Les raies faibles, non saturées, dont le profil peut être assimilé à un profil gaussien, conservent la forme gaussienne de leur profil et sont simplement plus larges et un peu moins profondes lorsque ξ augmente ; leur largeur équivalente est conservée. En revanche, dans le cas d'une raie forte et saturée, l'augmentation de ξ a pour effet de désaturer la raie en augmentant par effet Doppler la taille du domaine de longueur d'onde dans lequel se produit l'absorption

qui en est constitutive, c'est-à-dire en augmentant le nombre d'absorbeurs possibles sur la ligne de visée. La largeur équivalente de la raie est alors plus grande que celle prévue par les modèles incluant seulement l'élargissement thermique et celui dû aux différents facteurs d'amortissement. Dans le cas des raies fortes, mésestimer la valeur de la vitesse de microturbulence dans les modèles servant de comparatifs aux observations lors de l'étude des paramètres stellaires fondamentaux peut donc mener à une mauvaise détermination de ces paramètres (leurs valeurs étant, entre autres, ajustées de manière à compenser l'impact sur les EW d'une valeur de ξ sur- ou sous-estimée). Pour s'affranchir autant que possible de cet effet, les raies privilégiées dans ce type d'étude sont des raies de faible à moyenne intensité.

5.2.2 Tour d'horizon des méthodes de détermination des paramètres fondamentaux

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, $T_{\rm eff}$, $\log g$, les abondances chimiques et la vitesse de microturbulence affectent simultanément autant la profondeur, que la largeur et la forme des raies spectrales : une valeur erronée de l'un de ces paramètres nécessiterait une compensation par les autres paramètres afin d'ajuster un modèle aux observations, entraînant une erreur généralisée à tous les paramètres. Si la détermination indépendante de l'un d'entre eux n'est pas faisable et dans le cas où aucun de ces paramètres n'est connu *a priori*, leur détermination doit donc se faire simultanément. De nombreuses méthodes existent pour l'analyse des paramètres stellaires fondamentaux, mais très peu conviennent au cas de HD 104237.

Détermination de la température effective : L'équation de conservation du flux stellaire offre la possibilité de mesurer la $T_{\rm eff}$ d'une étoile. En effet, si on néglige l'absorption par la matière interstellaire, on peut écrire que :

$$4\pi \mathrm{r}^2 \mathrm{F}_\nu = 4\pi \mathrm{R}^2 \mathfrak{F}_\nu$$

où F_ν est le flux monochromatique mesuré depuis la Terre, r est la distance Terre-étoile, R est le rayon de l'étoile et $\mathfrak{F}_\nu$ est le flux monochromatique délivré à la surface de l'étoile. La combinaison de cette équation et de la loi de Stefan-Boltzmann permet de retrouver la $T_{\rm eff}$ et de la relier au rayon angulaire de l'étoile :

$$\int_0^\infty \mathrm{F}_\nu \mathrm{d}\nu = (\frac{\mathrm{R}}{\mathrm{r}})^2 \int_0^\infty \mathfrak{F}_\nu \mathrm{d}\nu = \theta_{\mathrm{R}}^2 \sigma \mathrm{T}_{\mathrm{eff}}^4$$

où θ_R est le rayon angulaire de l'étoile :

$$\theta_{\mathrm{R}}(\mathrm{arcsec}) = \frac{1}{215.0} \frac{\mathrm{R}}{\mathrm{r(parsecs)}}$$

La détermination de T_{eff} implique donc de mesurer F_ν sur une large gamme de longueurs d'onde et de connaître le rayon angulaire de l'étoile (ce qui est difficile, ce dernier étant généralement très petit). Les étoiles HAeBe présentant des SED atypiques (excès IR, absorption UV), l'utilisation de cette méthode basée sur le flux bolométrique ($\int_0^\infty F_\nu d\nu$) pour déterminer $T_{\rm eff}$ est délicate. Il en est de même pour les autres techniques classiques de détermination de $T_{\rm eff}$ par la photométrie, telle que l'estimation de la $T_{\rm eff}$ à partir d'indices de couleur photométriques (un indice de couleur représentant la différence de magnitude entre deux bandes spectrales).

La mesure de la pente du continu de Paschen, dans l'IR, est également un indicateur de $T_{\rm eff}$ peu influencé par d'éventuels effets hors-ETL et peu dépendant de $\log g$, mais plutôt pour des étoiles froides (la sensibilité de la pente devient plus faible pour les étoiles plus chaudes, la limite se trouvant autour de $T_{\rm eff} \approx 8500$ K). HD 104237 se trouve dans cette gamme de moindre sensibilité, ce qui la place à la limite de validité de cette méthode de détermination de $T_{\rm eff}$. En outre, les observations dont nous disposons sont du domaine visible. La méthode de détermination de $T_{\rm eff}$ via la pente du continu de Paschen a donc été exclue dans notre cas, une méthode spectroscopique étant, de surcroît, bien plus précise.

La méthode de détermination de la température effective avec la pente du continu de Paschen étant limitée en température aux étoiles plus froides que 8500K, l'intensité de la discontinuité de Balmer permet d'accéder à la détermination de T_{eff} pour les étoiles plus chaudes. En effet, le rapport de la différence de flux de part et d'autre de la discontinuité (c'est-à-dire autour de 3647 Å) dépend de $T_{\rm eff}$. Le défaut de cette méthode vient notamment de sa dépendance en $\log g$ et en la composition chimique. Quoi qu'il en soit, le cas de HD 104237 se retrouve de nouveau à la limite de validité de cette méthode et le domaine de longueur d'onde des observations effectuées au SAAO ne s'étend pas jusque cette gamme de longueurs d'onde. De plus, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la SED des étoiles de Herbig présente des absorptions dans l'UV qui empêchent l'utilisation fiable de cette méthode. Elle a donc été écartée dans le cas de notre étude. En outre, l'étude des raies de Balmer elles-mêmes (sensibles à $T_{\rm eff}$ et non à $\log g$ pour des $T_{\rm eff} \leq 8000$ K et sensibles aux deux paramètres au-delà de 8000 K) comme diagnostic de $T_{\rm eff}$ est exclue dans notre cas étant donné la présence de composantes en émission et les profils P Cygni présents dans les raies H_α et H_β du spectre de HD 104237, mais également à cause de limites techniques rencontrées dans notre procédure de normalisation due à l'extension de ces raies sur plusieurs ordres .

Les méthodes précédentes ayant été éliminées, il reste l'analyse des raies métalliques du spectre. Une technique de détermination de $T_{\rm eff}$ basée sur l'analyse de rapports de EW de raies, calibrée avec des rapports de EW d'étoiles de $T_{\rm eff}$ connue, telle que décrite dans Sousa et al. (2010) fut envisagée, l'idée étant de remplacer les calibrations d'origine observationnelle par des calibrations effectuées via des spectres synthétiques pour différentes valeurs de $T_{\rm eff}$ et $\log g$. Mais cette méthode imposait certains critères restrictifs (raies non-blendées, fortement sensibles à $T_{\rm eff}$ et peu à $\log g$ et à l'abondance, présentant une

différence de potentiels d'excitation $\Delta\chi \geq 3$ eV, proches en longueur d'onde $\Delta\lambda \leq 70$ Å, etc.) ayant abouti, dans notre cas, à l'exclusion de toute raie potentiellement exploitable.

Enfin, nous avons vu dans la section 3.2.3 que l'intensité de la raie dépend directement du nombre d'absorbeurs capables de faire la transition électronique correspondante. Or, au premier ordre, le nombre d'atomes dans un état d'excitation donné dépend surtout de la température (cf. équation 3.4), ainsi que du nombre total d'atomes de l'espèce considérée. Sachant que le nombre d'atomes d'un élément donné doit être le même quelle que soit la raie considérée, c'est-à-dire quel que soit le potentiel d'excitation, une seule température permettra de reproduire les raies observées. Si la température est mal déterminée, un ajustement de l'abondance, c'est-à-dire du nombre total d'atomes de l'élément considéré, devra être effectué pour chacune des raies afin de reproduire les différentes raies observées : l'abondance présentera une dépendance avec le potentiel d'excitation des raies et une tendance pourra être observée si l'on trace $\log A$ en fonction des potentiels d'excitations $\chi_{\rm exc}$. Par exemple, si la température est surestimée, il y aura trop d'atomes dans les états de haute excitation (électrons dans des niveaux de haute énergie) et trop peu dans les états de faible excitation (électrons dans des niveaux de basse énergie). Ainsi, une abondance plus élevée sera nécessaire pour reproduire les raies causées par les transitions électroniques depuis les niveaux bas en énergie par rapport à celle causées par des transitions depuis les niveaux élevés en énergie : la tendance de la courbe $\log A = (\chi_{\rm exc})$ aura donc une pente négative si la $T_{\rm eff}$ est surestimée (et inversement).
La $T_{\rm eff}$ peut donc être déterminée via cet "équilibre d'excitation" : toutes les raies d'un élément donné dans un état d'ionisation donné doivent présenter la même abondance, quel que soit le potentiel d'excitation. Nous verrons dans la section 5.3.4 que cet "équilibre d'excitation" nous sera utile. Notons que les écarts à l'ETL peuvent venir fausser les résultats obtenus par cette méthode.

Détermination de la gravité de surface : Si la $T_{\rm eff}$ et la composition chimique sont connues, la gravité de surface peut être déterminée par ajustement des ailes de certaines raies fortes, celles-ci étant sensibles aux effets Stark et van der Waals. Cela n'est pas le cas pour HD 102347, d'autant que la plupart des raies fortes sont inexploitables car blendées ou présentant des composantes en émission. D'autre part, étant donné que nous avons vu que la gravité de surface affecte les équilibres d'ionisation via la pression électronique Pe, il est possible d'utiliser ceux-ci pour la contraindre. Pour ce faire, connaissant la $T_{\rm eff}$, il suffit de calculer l'abondance d'un élément à partir de raies de cet élément dans deux états d'ionisation différents. La gravité de surface est correctement déterminée quand les deux groupes de raies correspondant aux deux états d'ionisation de l'élément choisi donnent la même abondance. Cela nécessite la connaissance préalable de $T_{\rm eff}$. Dans le cas contraire, il est possible de déterminer un ensemble de couples $T_{\rm eff}$-$\log g$ pour lesquels l'équilibre d'ionisation est respecté. Nous verrons dans la section 5.3.4 que cela sera utilisé à titre vérificatif. De nouveau, la méthode présentée ci-dessus s'inscrit dans un cadre "idéal" que

des effets hors-ETL peuvent venir perturber, par modification des équilibres d'ionisation.

Détermination des abondances : Connaissant $T_{\rm eff}$ et $\log g$, il est possible de calculer un spectre synthétique pour différentes abondances d'un élément chimique E ($\log A_{\rm E}$) et de mesurer la largeur équivalente (EW) d'une raie donnée pour chacun de ces spectres, c'est-à-dire largeur, en unité de longueur d'onde, d'un rectangle de hauteur unitaire et de surface égale à celle de la raie d'absorption considérée (cf. section 5.3.3). Si l'on trace $\log(EW/\lambda)$ en fonction de $\log A_{\rm E}$), on construit ce qu'on appelle la "courbe de croissance" de la raie considérée (cf. Figure 5.9). L'intersection de cette courbe de croissance avec la droite d'ordonnée égale à la largeur équivalente de la raie du spectre observé donne une valeur de $\log A_E$. Cette valeur de $\log A_E$ est théoriquement la valeur de l'abondance de l'élément E dans l'étoile à l'étude. L'ensemble des valeurs de $\log A_E$ trouvées à partir de différentes raies de l'élément E devraient converger vers cette abondance.

Détermination de la vitesse de microturbulence : Connaissant $T_{\rm eff}$ et $\log g$, la vitesse de microturbulence peut être déterminée d'une manière un peu analogue à celle décrite dans le cadre de l'équilibre d'excitation. Comme nous l'avons expliqué dans la section 5.2.1, les raies faibles et les raies fortes ne sont pas influencées de la même manière par ce paramètre, les raies fortes étant saturées et les raies faibles non. Dans le cas de raies faibles, une augmentation de la vitesse de microturbulence aura simplement comme effet d'élargir la raie par effet Doppler sans changer sa largeur équivalente. Dans le cas de raie forte, la vitesse de microturbulence induira une désaturation de la raie en augmentant le nombre d'absorbeurs possibles sur la ligne de visée : la raie sera donc plus large et sa largeur équivalente augmentera. Ainsi, si ξ est, par exemple, sous-estimée, il faudra une abondance plus forte pour reproduire les raies fortes (désaturées) par rapport aux raies faibles (moins affectées), et inversement. Une vitesse de microturbulence bien déterminée implique donc une dépendance nulle entre l'abondance déterminée à partir de différentes raies d'un élément donné et leurs largeurs équivalentes (cf. section 5.3.3). Cela sera également utilisé à titre vérificatif dans la section 5.3.4.

Méthode adoptée

Une technique d'ajustement direct d'un spectre synthétique au spectre observé (global ou localisé à certaines raies) étant difficilement envisageable à cause de la présence dans les profils de raies photosphériques d'agents d'élargissement supplémentaire et d'asymétries importantes d'origine inconnue et donc difficiles à reproduire, mais aussi de nombreux traceurs d'activité dans tout le spectre, une analyse des largeurs équivalentes de raies sélectionnées fut finalement choisie.

Notre méthode de détermination des paramètres fondamentaux de HD 104237 a donc consisté en une comparaison des largeurs équivalentes de raies rigoureusement sélection-

nées entre le spectre "normalisé-sommé" de la nuit du périastron de HD 104237 et une grille de spectres synthétiques tridimensionnelle, les trois dimensions correspondant aux trois paramètres à l'étude : $T_{\rm eff}$, $\log g$ et l'abondance chimique d'un élément donné, requise pour déterminer des valeurs fiables des deux autres paramètres. Avec plus de 2000 raies présentes dans la liste de raies VALD correspondant à un modèle de $T_{\rm eff} = 8500\,{\rm K}$, $\log g = 4.0$, $\xi = 2.0\,{\rm km\,s^{-1}}$et pour une profondeur seuil de raie relative au continu de 0.01 (cf. section 4.2.1), le fer (Fe) apparaît comme l'élément chimique le plus adéquat pour mener cette analyse des EW. L'hypothèse de travail est alors simple : le spectre synthétique dont les largeurs équivalentes reproduisent au mieux celles du spectre observé fournit les paramètres stellaires fondamentaux qui se rapprochent le plus de ceux de notre étoile d'étude.

Notons que la forte activité (émissions, variabilité, asymétrie des raies, etc.) observée dans les étoiles HAeBe, à laquelle HD 104237 ne fait pas exception, ainsi que la binarité de cette étoile, en font un sujet d'étude spectroscopique difficile et la détermination précise de ses paramètres fondamentaux un but ambitieux.

5.2.3 SYNTH3, outil de synthèse spectral

Pour calculer les spectres synthétiques nécessaires à notre analyse des largeurs équivalentes du spectre observé de HD 104237, nous avons utilisé le code de synthèse spectrale SYNTH3. SYNTH3 est un code développé par Kochukhov (2007), destiné à la synthèse "rapide et précise" de spectres stellaires pour des types spectraux allant de B à M. Les hypothèses principales inhérentes à cette synthèse spectrale sont l'hypothèse de l'ETL et l'hypothèse d'une atmosphère stellaire 1D-plan-parallèle (c'est-à-dire que toutes les variables physiques ne dépendent que de la profondeur dans l'atmosphère stellaire) en équilibre hydrostatique (pas de mouvement à grande échelle, pas de champ magnétique, etc.). Bien qu'indépendant, le programme SYNTH3 s'appuie néanmoins sur des *packages* de logiciels astrophysiques bien connus tels que la suite de programmes ATLAS/SYNTHE de Kurucz (1993), les codes SYNTH et SYNTHMAG de Piskunov (1992, 1999) et le programme SME de Valenti & Piskunov (1996).

SYNTH3 utilise une version non-magnétique d'un algorithme de transfert radiatif (Piskunov & Kochukhov, 2002) pour évaluer les spectres de puissance selon 7 angles différents entre la ligne de visée et la normale à la surface de l'étoile. Le format du fichier d'entrée du code SYNTH3 correspond à celui donné en sortie d'une demande VALD de type *Extract Stellar*. SYNTH3 utilise également un modèle d'atmosphère stellaire de type "Kurucz", de format "krz", spécifié dans le fichier de sortie d'une requête *Extract Stellar*.

A partir de ces 7 spectres de puissance, un programme appelé S3DI, associé à SYNTH3, permet de produire un spectre de flux intégré sur la surface stellaire, incluant des sources d'élargissement rotationnel ($v \sin i$), instrumental et de macro-turbulence (radiale-tangentielle). Il est également possible d'imposer une résolution particulière au spectre final intégré, la

valeur par défaut étant $R = 10^6$. La grille de longueurs d'onde du spectre final est espacée selon une échelle logarithmique dépendant de la résolution $R = \lambda/\Delta\lambda$.

5.3 Développement d'un outil de détermination des paramètres fondamentaux

5.3.1 Construction d'une grille tri-dimensionnelle de spectres synthétiques

Une grille tridimensionnelle de spectres synthétiques fut créée à partir des listes de raies (et paramètres atomiques associés) fournies par la base de données VALD (cf. section 4.2.1), les informations contenues dans ces listes servant de paramètres d'entrée au code SYNTH3. Chaque spectre synthétique couvrait une gamme de longueurs d'onde allant de 4400 Å à 7000 Å. Les limites de cette grille furent déterminées en prenant les valeurs extrêmes des paramètres fondamentaux donnés dans la littérature (cf. Tableau 2.1), à savoir

$$\begin{aligned} 7500\,\mathrm{K} \leq \quad & T_{\mathrm{eff}} \quad \leq 9500\,\mathrm{K} \\ 3.5 \leq \quad & \log g \quad \leq 4.5 \end{aligned}$$

les pas étant de 250 K en T_{eff} et de 0.5 en $\log g$.
En ce qui concerne l'abondance de Fe, étant donné qu'il n'est pas rare de trouver dans la littérature des étoiles HAeBe pour lesquelles les abondances de certains éléments chimiques semblent supra-solaires et d'autres sub-solaires, sans tendance systématique sur la métallicité globale (voir par exemple Acke & Waelkens 2004), nous avons choisi de ne faire varier que l'abondance individuelle de Fe dans nos demandes VALD *Extract Stellar*. Les valeurs suivantes semblèrent raisonnables :

$$\begin{aligned} -4.84 \leq \quad & \log A_{\mathrm{Fe}} \quad \leq -4.00 \\ & \text{soit} \\ -0.3 \leq \quad & [\mathrm{Fe/H}] \quad \leq +0.54 \end{aligned}$$

[Fe/H] étant relatif à l'abondance solaire de fer donnée dans VALD, à savoir -4.54. Une valeur de [Fe/H] égale à -0.3 correspond à une abondance de Fe moitié moindre que l'abondance solaire de Fe et une abondance de +0.54 correspond à 3.5 fois l'abondance solaire de Fe. Le pas choisi en $\log A_{\mathrm{Fe}}$ était de 0.5.
La valeur de ξ fixée pour HD 104237 était de 2 km s^{-1}, conformément aux valeurs typiques trouvées dans la littérature pour les étoiles HAeBe (cf. la section 5.2.1)

La grille de départ comportait donc 9 valeurs de $T_{\mathrm{eff}} \times 3$ valeurs de $\log g \times 7$ valeurs de $\log A_{\mathrm{Fe}} = 189$ spectres synthétiques. Les pas entre les valeurs des différents paramètres

étant jugés trop grossiers pour réaliser une étude précise des EW de raies du spectre observé au moyen des spectres synthétiques, une interpolation quadratique fut réalisée par la suite pour affiner la grille : un pas de 25 K fut exigé en $T_{\rm eff}$, 0.1 en $\log g$ et 0.01 en $\log A_{\rm Fe}$, le nombre de spectres synthétiques s'élevant alors à 81 ($T_{\rm eff}$) $\times$ 11 ($\log g$) $\times$ 85 ($\log A_{\rm Fe}$) = 75 735.

5.3.2 Sélection de raies

Les raies d'absorption photosphériques de Fe utilisées dans notre étude ont été sélectionnées selon les critères suivants. Elles doivent :

1) exister dans la liste de raies de tout triplet ($T_{\rm eff}$, $\log g$, $\log A_{\rm Fe}$) afin d'être intercomparables ;
2) exclure les *blend* avec des raies autres que des raies de Fe, c'est-à-dire exclure les raies ayant dans leur voisinage spectral proche des raies d'autres éléments chimiques dont le profil élargi par rotation vient se mélanger à celui de la raie d'intérêt. Ne sont conservées que les raies ne présentant aucune voisine dans un intervalle de $\pm 2.3 v \sin i/c$ autour de la longueur d'onde centrale (ce critère de largeur spectral ayant été déterminé visuellement en inspectant le spectre observé) ;
3) présenter le moins de pollution possible par les raies du spectre de la Secondaire, même si une procédure de dépollution du spectre observé de la composante Secondaire a été exécutée, et ce pour minimiser l'impact d'une erreur potentielle sur les paramètres de cette étoile, en particulier $T_{\rm eff}$. Pour ce faire, les raies de la Primaire qui présentent une contribution cumulée relative de la Secondaire plus profonde que 10% de leur profondeur centrale sont éliminées. Le respect de ce critère a été vérifié visuellement *a posteriori* ;
4) ne pas montrer (ou très peu) de variabilité dans le temps (en particulier sur de courtes périodes de temps de l'ordre de quelques heures à quelques jours) afin d'être sûrs de la stabilité temporelle de la valeur de leur largeur équivalente, sur laquelle se base l'étude des paramètres fondamentaux de HD 104237 ;
5) ne pas présenter de composante en émission ou d'asymétrie trop forte (une légère asymétrie étant quoi qu'il en soit observée dans la plupart des raies spectrales de HD 104237) ;
6) être suffisamment fortes par rapport au bruit local afin de minimiser l'incertitude relative sur la valeur de leur EW et de pouvoir négliger la contribution résiduelle de très faibles raies de la Primaire et de la Secondaire, dont la profondeur serait plus faible que la profondeur seuil des requêtes VALD. Les raies ne doivent pas non plus être trop fortes afin d'éviter des effets de saturation trop importants. Au final, nous avons conservé les raies de largeur équivalente faible et moyenne ($15\,{\rm m\AA} \leq {\rm EW_{obs}} \leq 100\,{\rm m\AA}$) ;
7) présenter un niveau de continu local correct, c'est-à-dire, par exemple, sans com-

posante en émission (due à d'autres raies) dans leur voisinage immédiat ;

8) couvrir des gammes de potentiels d'excitation, d'état d'ionisation et de longueurs d'onde les plus larges possibles ;
9) posséder des paramètres atomiques valides, c'est-à-dire les plus récents et précis possibles, en particulier les valeurs de $\log gf$. Pour cela, une comparaison des valeurs de $\log gf$ données par VALD avec des valeurs issues de la littérature telle que les articles de Fuhr & Wiese (2006) et Meléndez & Barbuy (2009) a été effectué. Nous n'avons conservé que les raies dont les valeurs de $\log gf$ issues de VALD ont été confirmées par les résultats plus récents de ces auteurs.

Cette sélection très rigoureuse a résulté en un ensemble de 10 raies spectrales de Fe : 8 de Fe I et 2 de Fe II, qui sont listées dans la 1ère colonne du Tableau 5.1. Les degrés d'ionisation correspondants sont précisés dans la 2ème colonne de ce tableau, les potentiels d'excitation dans la colonne 3 et les valeurs de $\log gf$ dans la colonne 4.

Concernant le 4ème critère : notons que le faible nombre de raies de Fe II finalement sélectionnées aurait pu être plus grand, mais la plupart des raies de Fe II présentaient une variabilité temporelle très importante, cette variabilité faisant fortement varier l'intensité de la raie et engendrant souvent la présence temporaire d'une composante en émission (cf. Figure 5.1 pour illustration), ce phénomène étant d'autant plus fort la nuit du périsatron. Une correction de la valeur de $EW_{\rm obs}$ mesurée à cette date a été envisagée afin de conserver ces raies fortement variables dans notre étude, cette correction étant calculée à partir du rapport de la profondeur centrale de la raie la nuit du périastron et d'une profondeur moyenne de la même raie aux dates où elle est la plus profonde. Mais en toute rigueur, ce calcul introduisait des incertitudes supplémentaires trop grandes et donc non-acceptables sur la valeur finale de $EW_{\rm obs}$. La plupart des raies de Fe II pré-sélectionnées selon les autres critères que le critère 4 mais présentant une variabilité temporelle trop importantes furent donc rejetées.

5.3.3 Mesure des largeurs équivalentes

La largeur équivalente d'une raie spectrale est définie comme suit :

$$EW = \int_{\rm raie} \frac{F_{\rm c} - F_\lambda}{F_{\rm c}}\, d\lambda \tag{5.7}$$

où $F_{\rm c}$ est la valeur locale du flux du continu [1], F_λ est la valeur du flux au sein de la raie, l'intégration étant faite sur l'intervalle de longueurs d'onde sur lequel la raie s'étend. EW correspond à la largeur, en unité de longeur d'onde, d'un rectange de hauteur unitaire et de surface égale à celle de la raie d'absorption considérée (cf. Figure 5.2). La Figure 5.3 illustre le calcul de la largeur équivalente de l'une des raies sélectionnées présentées dans

1. Idéalement, cette valeur devrait être égale à 1 dans le cas d'un continu normalisé ; en pratique, la normalisation n'est pas parfaite et cette valeur n'est pas strictement unitaire.

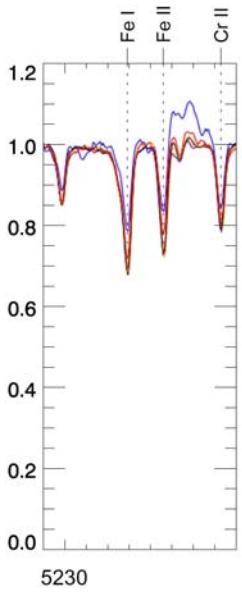


FIGURE 5.1 – Illustration de la variabilité temporelle de la raie de Fe II à 5243.62 Å. Les différentes couleurs correspondent aux différentes nuits d'observation : en particulier, le trait bleu correspond au spectre observé la nuit du périastron, soit le 12 avril 2000, au SAAO. (Extrait d'un graphique généré par G. Franco.)

la colonne 1 du Tableau 5.1. Quelques détails sont donnés ci-après.

Détermination locale du continu

Les zones de continu local du spectre observé comme du spectre synthétique ont été cherchées et sélectionnées visuellement sur des plages de ±15 Å autour de la longueur d'onde centrale de la raie. Ces zones ne sont pas les mêmes pour le spectre observé et pour les spectres synthétiques. En effet, le spectre observé présente des caractéristiques spectrales inexistantes dans un spectre synthétique (imperfection de la normalisation, composantes en émission, présence résiduelle des signatures spectrales de la Secondaire, présence de raies de la Primaire encore mal reproduites par le spectre synthétique, les paramètres fondamentaux étant incertains et à l'étude, etc.) : leurs plages de continu ne se situent donc pas exactement aux mêmes longueurs d'onde et n'ont pas nécessairement la même extension. Une moyenne des flux (ordonnées) des points sélectionnés a été calculée de part et d'autre de la raie, auxquels a été associée une longueur d'onde moyenne (moyenne des abscisses de ces points). Cela a permis de calculer localement la droite de continu, tant pour le spectre observé (droite bleue de la Figure 5.3) que pour le spectre synthétique (droite rouge) : à chaque λ, F_c prend comme valeur l'ordonnée correspondante de la droite.

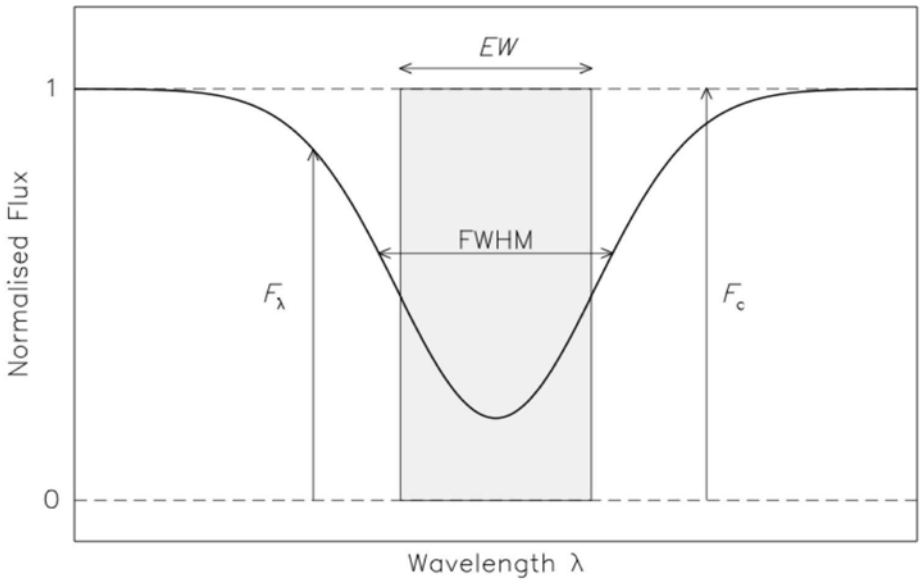


FIGURE 5.2 – Schéma de principe de la largeur équivalente d'une raie : largeur, en unité de longeur d'onde, d'un rectangle de hauteur unitaire et de surface égale à celle de la raie d'absorption considérée. (Graphique extrait de la thèse de Letarte (2007).)

Détermination des bornes d'intégration

Les bornes d'intégration ont également été investiguées visuellement à partir du spectre observé, les raies de celui-ci étant plus élargies que leurs homologues des spectres synthétiques. Elle sont positionnées là où le flux de la raie rejoint la valeur locale du continu et/ou là où la pente du flux change de signe. Par souci de cohérence entre la mesure des EW du spectre observé et celles des spectres synthétiques, les mêmes bornes ont été utilisées pour l'intégration des EW_{obs} et EW_{synth}. Il n'est pas gênant que les bornes d'intégration, déterminées à partir des raies du spectre observé, soient trop larges pour les raies du spectre synthétique étant donné que le continu des spectres synthétiques est normalisé à 1 et que les *blend* ont été éliminés : une intégration sur une plage spectrale plus grande ne devrait donc pas augmenter la valeur de EW_{synth}.

Intégration des EW

L'intégration des EW des raies sélectionnées a été effectuée via la méthode des trapèzes. Pour obtenir un résultat optimal, la grille de longueurs d'onde sur lesquelles s'étend chaque raie, comprenant en moyenne une vingtaine de points, a été affinée : une nouvelle grille de 200 points de longueurs d'onde a été créée entre la borne inférieure et la borne supérieure de la raie, et le flux normalisé a été interpolé sur cette nouvelle grille.

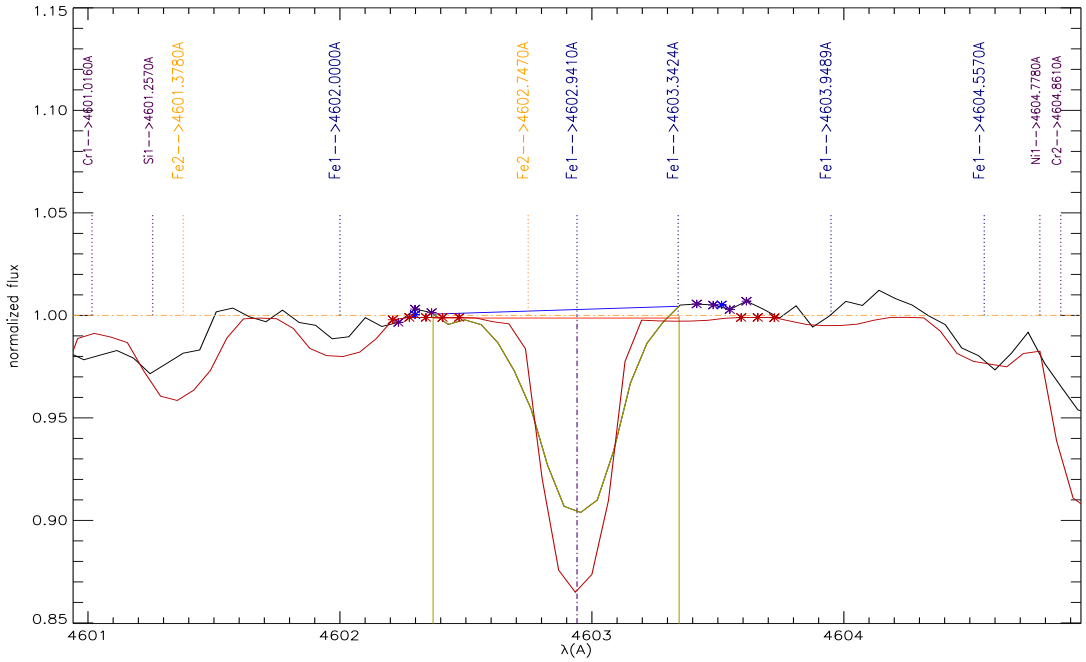


FIGURE 5.3 – Illustration graphique de la mesure des largeurs équivalentes $EW_{\rm obs}$ et $EW_{\rm synth}$ pour l'une des raies sélectionnées, à 4602.941 Å (les autres raies ont été traitées de manière semblable). Trait continu noir : spectre observé (normalisé sommé) de la nuit du périastron. Etoiles violettes : points de continu sélectionnés aux abords de la raie. Etoiles bleues (une de chaque côté de la raie) : pour chaque bord, moyenne des points de continu sélectionnés. Les abscisses de ces points moyens (étoiles bleues) sont les moyennes des longueurs d'onde des points de continu (étoiles violettes). Droite bleue : continu au niveau de la raie, correspondant à la droite reliant les 2 points "moyens" de flux. Traits continus verticaux ocres : bornes d'intégration de $EW_{\rm obs}$ et $EW_{\rm synth}$. Trait continu rouge : spectre synthétique s'ajustant le mieux en terme de EW au spectre observé au niveau de la raie. Etoiles rouges : zones de continu aux abords de la raie du spectre synthétique, traitées de la même manière que pour le spectre observé. Droite rouge : droite de continu local du spectre synthétique.

Les valeurs de $EW_{\rm obs}$ sont présentées dans la 6$^{\rm ème}$ colonne du tableau 5.1.

Détermination des incertitudes sur les EW

Les spectres synthétiques étant non bruités et leur normalisation étant optimale, l'incertitude sur $EW_{\rm synth}$ a été considérée comme nulle. Les incertitudes sur les valeurs de $EW_{\rm obs}$ ont été calculées en faisant l'hypothèse que leur seule origine principale est le bruit photonique local, les incertitudes sur la localisation des bornes d'intégration ou les potentielles erreurs résiduelles relatives à une normalisation imparfaite du continu étant négligées. Les valeurs de $\sigma EW_{\rm obs}$ ont donc été calculées à partir des valeurs locales de bruit (moyenné sur

λ_c (Å)	el.+ion.	χ_{exc} (eV)	$\log gf$	$\overline{SNR}$	EW_{obs} (mÅ)	$\sigma_{abs}(EW_{obs})$ (mÅ)	$\sigma_{rel}(EW_{obs})$ (%)
4485.675	Fe I	3.686	-1.020	217	16.1	2.6	15.9
4602.941	Fe I	1.485	-2.209	245	39.3	4.0	10.1
5049.819	Fe I	2.279	-1.355	268	51.9	3.9	7.6
5132.669	Fe II	2.807	-4.094	275	28.0	4.0	14.5
5393.167	Fe I	3.241	-0.715	289	46.7	3.1	6.6
5415.192	Fe I	4.386	0.642	285	97.9	4.4	4.5
5434.523	Fe I	1.011	-2.122	273	51.9	3.3	6.3
5576.089	Fe I	3.430	-1.000	272	35.2	3.5	9.8
6084.111	Fe II	3.199	-3.881	245	18.2	4.0	21.8
6400.000	Fe I	3.602	-0.290	238	51.3	4.7	9.2

TABLEAU 5.1 – Caractéristiques de raies d'absorption photosphériques de Fe sélectionnées pour la détermination des paramètres fondamentaux de HD 104237. Les colonnes représentent : (1) la longueur d'onde centrale des raies, (2) le degré d'ionisation du Fe, (3) le potentiel d'excitation (en eV), (4) $\log gf$, le logarithme de la force d'oscillateur multiplié par le poids statistique du niveau inférieur de la transition, (5) le SNR moyen local, (6) la largeur équivalente issue du spectre observé dépollué, (7) l'incertitude absolue et (8) relative sur la valeur de EW.

une plage de $\pm 1000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ autour de la longueur d'onde centrale de la raie ; pour rappel, $\Delta v/c = \Delta\lambda/\lambda$) et des bornes d'intégration de chaque raie. Ces valeurs locales de bruit sont données dans la 5ème colonne du Tableau 5.1 sous la forme du SNR moyen local ($\overline{SNR}$). Notre signal étant largement dominé par les photons et puisque nous travaillons avec des spectres normalisés, la relation entre le bruit moyen local $\overline{\sigma}$ et $\overline{SNR}$ est : $\overline{\sigma} = 1/\overline{SNR}$. Soit $\lambda_{-,i}$ la borne d'intégration gauche du calcul de largeur équivalente de la raie i et $\lambda_{+,i}$ sa borne d'intégration droite, alors on estime que l'erreur statistique absolue sur la valeur de EW_{obs} est :

$$\sigma_{abs}(EW_{obs,\,i}) = \frac{(\lambda_{+,\,i} - \lambda_{-,\,i})}{(SNR_{moy,i})} \tag{5.8}$$

$\sigma_{abs}(EW_{obs})$ s'exprimant en mÅ. L'incertitude relative correspondante est calculée de la manière suivante : $\sigma_{rel}(EW_{obs}) = \sigma_{abs}(EW_{obs})/EW_{obs}$. Les valeurs de $\sigma_{abs}(EW_{obs})$ et $\sigma_{rel}(EW_{obs})$ sont données dans les colonnes 7 et 8 du tableau 5.1.

5.3.4 Ajustement des largeurs équivalentes [2]

Afin de déterminer quelles sont la température effective (T_{eff}), la gravité de surface ($\log g$) et l'abondance de Fe ($\log A_{Fe}$) de l'étoile de Herbig HD 104237, nous avons be-

2. La théorie développée dans cette section s'appuie sur le chapitre 15 de l'ouvrage *Numerical Recipes in Fortran - The Art of Scientific Computing* - 2nd Edition, Press et al. (1992).

soin de mesurer le degré de similitude entre le spectre observé de cette étoile et les différents spectres synthétiques de notre grille tridimensionnelle, par le biais des 10 largeurs équivalentes de raies mesurées précédemment. En effet, nous rappelons qu'une technique d'ajustement direct du spectre ne put être envisagée à cause du profil photosphérique atypique des raies du spectre de HD 104237 (asymétries, ailes élargies, etc.). Statistiquement, pour mener cette étude, nous recherchons les paramètres du modèle présentant le maximum de vraisemblance dans la reproduction des données observées. Cela a été réalisé au moyen d'une fonction de mérite "aux moindres carrés", dont le principe sera détaillé dans les paragraphes suivants. Nous avons cherché à extraire de cette procédure d'ajustement les paramètres du meilleur modèle ainsi qu'une estimation des erreurs statistiques sur ces paramètres.

Fonction de mérite et loi de χ^2

Dans le cas d'un ajustement aux moindres carrés, l'estimation du maximum de vraisemblance revient à minimiser la fonction de mérite S dont l'expression générale s'écrit :

$$S = \sum_{i=1}^{N} \frac{(y_i - y(x_i; a_1...a_k...a_M))^2}{\sigma_i^2} \tag{5.9}$$

où N est le nombre de données observées à ajuster, les y_i représentent les valeurs observées que l'on cherche à reproduire, les $y(x_i; a_1...a_k...a_M)$ sont les valeurs synthétiques parmi lesquelles on cherche celles du meilleur modèle, les a_k représentent les M paramètres à ajuster pour obtenir le meilleur modèle et σ_i^2 est la variance de l'erreur entre y_i et $y(x_i; a_1...a_k...a_M)$.

Appliquons maintenant cette expression à notre étude. L'estimation du maximum de vraisemblance entre les $EW_{\rm obs}$ et $EW_{\rm synth}$ a été réalisée en calculant et minimisant la fonction de mérite réduite ($S_{\rm red}$) suivante :

$$S_{\rm red} = \frac{1}{\rm N - k} \sum_{\rm j=1}^{\rm N} \left(\frac{EW_{\rm obs,\,j} - EW_{\rm synth,\,j}(T_{\rm eff},\, \log g,\, \log A_{\rm Fe})}{\sigma_{\rm j}} \right)^2 \tag{5.10}$$

où N – k représente le nombre de degrés de liberté, N étant le nombre de raies sélectionnées (10 raies dans notre cas) et k étant le nombre de paramètres à déterminer (3 dans notre cas). $EW_{\rm obs,\,j}$ et $EW_{\rm synth,\,j}$ sont respectivement les EW de la raie j dans le spectre observé et dans l'un des spectres synthétiques de notre grille 3D, $S_{\rm red}$ étant calculé pour chaque spectre synthétique de cette grille. Enfin, $\sigma_{\rm j}$ correspond, pour la raie j, à l'incertitude sur $EW_{\rm obs}$ et $EW_{\rm synth}$telle que $\sigma_{\rm j}^2 = \sigma_{\rm abs,\,j}(EW_{\rm obs})^2 + \sigma_{\rm abs,\,j}(EW_{\rm synth})^2$, $\sigma_{\rm abs,\,j}(EW_{\rm obs})$ et $\sigma_{\rm abs,\,j}(EW_{\rm synth})$ étant respectivement les incertitudes absolues sur $EW_{\rm obs}$ et $EW_{\rm synth}$ telles que décrites dans la section 5.3.3). Comme nous l'avons vu dans cette section, la valeur de

$\sigma_{\mathrm{abs,j}}(EW_{\mathrm{synth}})$ est considérée comme nulle. Nous supposons donc que $\sigma_{\mathrm{j}} = \sigma_{\mathrm{abs,j}}(EW_{\mathrm{obs}})$. Notons que la fonction de mérite définie ci-dessus est dite réduite à cause de la division par le nombre de degrés de liberté : $S_{\mathrm{red}} = S/(N-k)$.

Comme expliqué précédemment, le meilleur modèle est celui dont les paramètres fournissent la plus petite valeur de S_{red}. Mais notre analyse serait incomplète si nous ne testions pas la vraisemblance de notre calcul en exigeant un certain niveau de confiance pour nos résultats, ce qui revient, au final, à estimer les barres d'erreurs statistiques sur les paramètres ainsi déterminés. Nous avons réalisé cela en considérant la fonction de répartition de la loi de χ^2 à laquelle nous avons relié notre fonction de mérite S_{red}.

La fonction de mérite S_{red} suit une loi de χ^2 à $\nu = N - k$ degrés de liberté ($\nu = 7$ dans notre cas : 10 raies, 3 paramètres à déterminer T_{eff}, $\log g$ et $\log A_{\mathrm{Fe}}$) définie par la fonction de probabilité suivante :

$$f_\nu(x) = \frac{1}{2^{\frac{\nu}{2}}\Gamma(\frac{\nu}{2})} x^{\frac{\nu}{2}-1} e^{-\frac{x}{2}} \tag{5.11}$$

où $\nu \in \mathbb{N}$ et $x \in \mathbb{R}_+$, telle qu'illustrée dans la figure 5.4, si :

i) on considère que le meilleur modèle fourni par la fonction de mérite minimum est le "vrai" modèle physique représentant l'étoile, et donc que les paramètres stellaires correspondants sont les vrais paramètres de l'étoile,
ii) on suppose que les perturbations sur $EW_{\mathrm{obs}} - EW_{\mathrm{synth}}$ sont des variables aléatoires indépendantes, additives et gaussiennes de variance unitaire et de moyenne nulle.

Nous avons vu que, dans le cas de notre étude, $\sigma = \sigma_{\mathrm{abs}}(EW_{\mathrm{obs}})$. Or, les valeurs de $\sigma_{\mathrm{abs}}(EW_{\mathrm{obs}})$ ont été évaluées à partir du bruit moyen dans le voisinage spectral des raies sélectionnées et ce bruit, poissonnien, tend vers une distribution gaussienne dans le cas d'un grand nombre de photons (ce qui est le cas ici). L'hypothèse gaussienne est donc valable dans notre étude. Nous verrons qu'afin d'exclure d'éventuels écarts à cette loi normale, il est nécessaire de s'assurer qu'aucune donnée aberrante (*outlier* en anglais) ne se trouve parmi les différents termes de la somme de S_{red}, c'est-à-dire un terme dont la valeur serait très éloignée de celles des autres termes. La présence et la prise en compte de tels *outliers* dans le calcul de S_{red}risqueraient de fausser l'information contenue dans les autres termes de la somme, que notre méthode d'ajustement essaie précisément d'extraire. Une vérification a été faite dans notre étude et sera développée un peu plus loin dans ce chapitre et illustrée dans la Figure 5.8. Par ailleurs, si l'on considère que les valeurs mesurées de EW_{obs} et de EW_{synth} sont les "vraies" valeurs auxquelles s'ajoutent les erreurs associées, alors il est correct de dire que les perturbations sur $EW_{\mathrm{obs}} - EW_{\mathrm{synth}}$ sont additives.

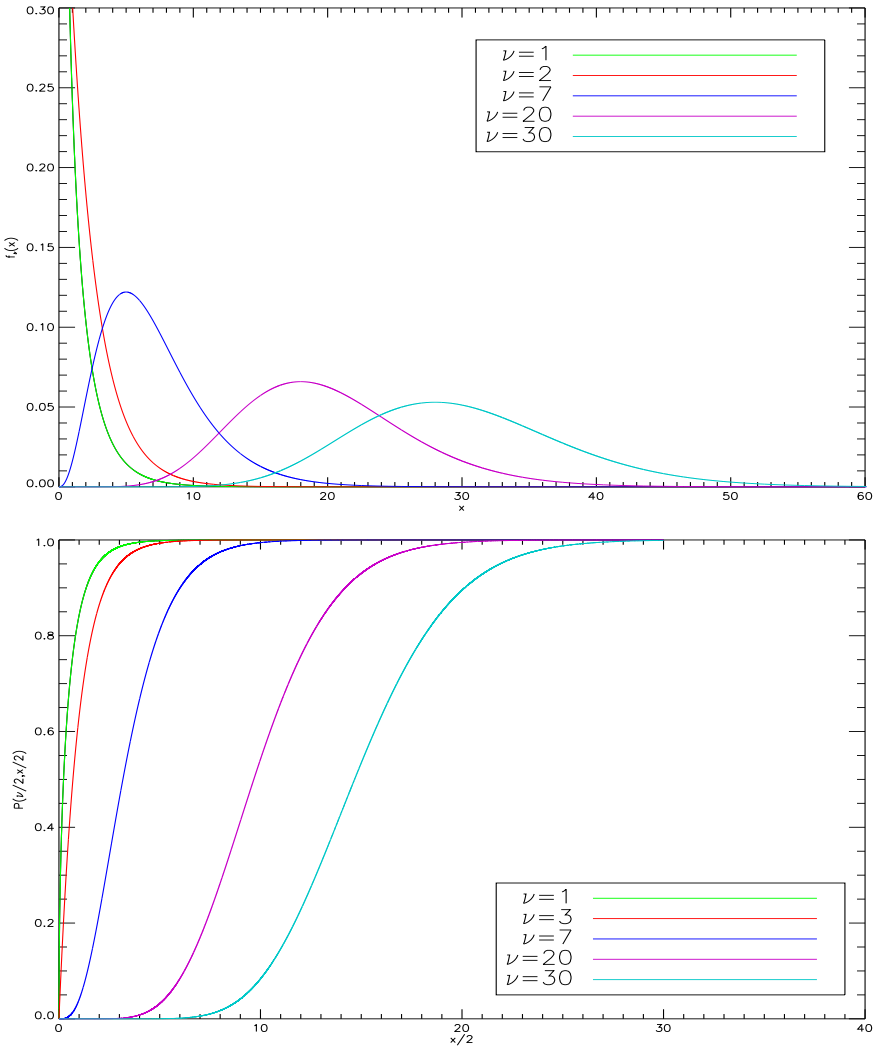


FIGURE 5.4 – En haut : fonction densité de probabilité de la loi de χ^2 à ν degrés de liberté. *Remarque : La distribution du χ^2 est dissymétrique mais, conformément au théorème de la limite centrale, tend à devenir symétrique lorsque, ν augmentant, elle se rapproche d'une distribution normale (typiquement pour $\nu \geq 30$).* **En bas :** fonction de répartition de la loi de χ^2 à ν degrés de liberté.

La fonction de répartition associée à la loi de χ^2 (cf. figure 5.4) s'écrit :

$$D_\nu(x) = \mathbb{P}(S \leq x) = \int_0^x \frac{t^{\frac{\nu}{2}-1}e^{-\frac{t}{2}}}{\Gamma(\frac{\nu}{2})2^{\frac{\nu}{2}}}dt = \frac{\gamma(\frac{\nu}{2},\frac{x}{2})}{\Gamma(\frac{\nu}{2})} = P(\frac{\nu}{2},\frac{x}{2}) \tag{5.12}$$

où Γ est la fonction Gamma définie par $\Gamma(a) = \int_0^{+\infty} e^{-t}t^{a-1}dt$, γ est la fonction gamma

incomplète "inférieure" définie par $\gamma(a, x) = \int_0^x e^{-t}t^{a-1}dt$ et P est appelée fonction Gamma *régularisée*. La loi du χ^2 est donc un cas particulier de la loi de probabilité Gamma. Elle a une espérance de ν et un écart-type de $\sqrt{2\nu}$.

Détermination des barres d'erreur statistiques

En pratique, la valeur minimale de S_{red}, $S_{\text{red, min}}$, nous fournit les paramètres du modèle présentant le maximum de vraisemblance par rapport aux observations, mais qu'en est-il des barres d'erreur statistiques [3] sur ces résultats ? Pour les déterminer, il est nécessaire d'établir un intervalle ΔS_{red} à partir de la valeur $S_{\text{red, min}}$ du meilleur modèle, fixant les limites d'une "région de confiance" selon un "niveau de confiance" choisi.

Pour ce faire, nous utilisons la fonction de répartition associée à la loi de χ^2définie dans l'équation 5.12. Cette définition nous indique que $D_\nu(x)$ est égale à la probabilité $\mathbb{P}(S \leq x)$ que la fonction de mérite $S = S_{\text{red}} \times (\text{N} - \text{k})$ soit inférieure à x. Inversement, on peut donc chercher la valeur x à laquelle S_{red} a une probabilité donnée d'être inférieure. Par abus de langage, l'intervalle de confiance associé à la fonction de mérite S est couramment considéré comme équivalent à l'intervalle de confiance associé aux paramètres à l'étude. Pour les besoins de notre étude, nous avons fait la même approximation et nous parlerons désormais de niveaux de confiance et d'intervalles de confiance relatifs aux paramètres stellaires.

Les niveaux de confiance généralement utilisés sont ceux définis dans le cadre d'une loi normale, à savoir 68.3%, 95.4% et 99.7%. Nous avons donc recherché l'intervalle ΔS tel que la probabilité que $S_{\text{min}} + \Delta S \leq x$ soit égale à 68.3%, 95.4% ou 99.7%, ce qui est équivalent à rechercher l'intervalle $\Delta S_{\text{red}} = \Delta S/(\text{N} - \text{k})$ tel que la probabilité que $S_{\text{red, min}} + \Delta S_{\text{red}} \leq x/(\text{N} - \text{k})$ soit égale à l'un de ces niveaux de confiance. Cela revient à chercher x, la limite supérieure de l'intervalle de confiance, et plus particulièrement, X= $x - S_{\text{min}}$ puisque c'est ΔS qui nous intéresse tel que $\mathbb{P}(\Delta S \leq \text{X})$ =68.3%, 95.4% ou 99.7%.
La figure 5.5 illustre cette méthode de détermination de tels intervalles à partir de la fonction Gamma régularisée $P(\frac{\nu}{2}, \frac{x}{2})$, en fonction du niveau de confiance exigé et du nombre de degrés de liberté ν de la loi de χ^2. En pratique, conformément à l'équation (5.12), on trouve la valeur X/2 en cherchant l'abscisse du point d'intersection de la fonction de partition $P(\frac{\nu}{2}, \frac{x}{2})$ avec la droite d'ordonnée égale au niveau de confiance exigé : 0.683, 0.954 ou 0.997. La valeur de ΔS correspondante est donc de $2\,\frac{X}{2}$ et la valeur de ΔS_{red} de $\frac{1}{\text{N}-\text{k}}\left(2\,\frac{X}{2}\right)$.

Les valeurs de X pour les trois niveaux de confiance cités précédemment et pour ν =1, 2

3. Les erreurs systématiques seront discutées dans la section 5.4.

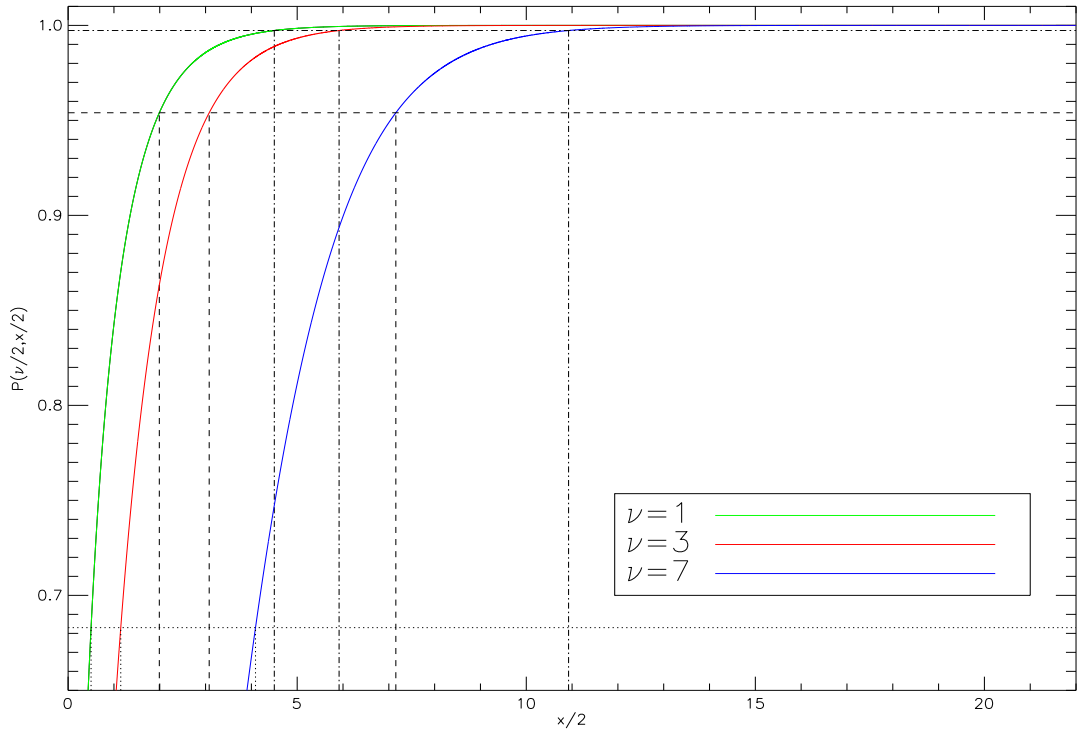


FIGURE 5.5 – Fonction de répartition de la loi de χ^2 à ν degrés de liberté et détermination des intervalles de confiance ΔS correspondant à des niveaux de confiance de 68.3%, 95.4% et 99.7%. *Rappel :* ν = N – k, *où N est le nombre d'observations et k le nombre de paramètres à ajuster.*

et 7 sont données dans le Tableau 5.2. Nous retrouvons bien là les valeurs données dans le tableau de la section 15.6 du *Numerical Recipes* (Press et al., 1992).
Dans le cas de notre étude à $\nu = 10 - 3 = 7$ degrés de liberté, nous avons calculé que les paramètres des spectres synthétiques ont un niveau de confiance de 68.3%, 95.4% et 99.7% respectivement pour :

- des valeurs de S comprises entre $S_{\min}$ et $S_{\min}$+8.18, 14.31 et 21.85 respectivement ;
- des valeurs de $S_{\rm red}$ comprises entre $S_{\rm red,\,min}$ et $S_{\rm red\,min}$+1.17, 2.04 ou 3.12 respectivement.

p	$\nu = 1$	$\nu = 2$	...	$\nu = 7$
68.3%	1.0	2.3		8.18
95.4%	4.0	6.17		14.31
99.7%	9.0	11.8		21.85

TABLEAU 5.2 – Valeurs de $\Delta S_{\rm red}$en fonction du niveau de confiance p exigé et du nombre de degrés de liberté ν de la loi de χ^2 considérée.

Application à notre étude

Pour déterminer les barres d'erreur correspondant à chaque paramètre de notre étude ($T_{\rm eff}$, $\log g$ et $\log A_{\rm Fe}$), il reste à savoir comment, en pratique, utiliser les valeurs de $\Delta S_{\rm red}$ dans le cas de trois paramètres dont on étudie la région de confiance et donc à se poser la question de la forme de ladite région de confiance. Un cas optimal serait une région de confiance compacte et centrée sur le meilleur modèle. En pratique, dans un cas comme le nôtre où trois paramètres sont à l'étude, cela se calcule par exemple en cherchant, pour chacun des 891 couples ($T_{\rm eff}$, $\log g$) de notre grille 3D affinée, les valeurs de $\log A_{\rm Fe}$ des modèles dont les valeurs de $S_{\rm red}$ sont comprises entre $S_{\rm red,\,min}$ et $S_{\rm red\,min} + \Delta S_{\rm red}$, la valeur de $\Delta S_{\rm red}$ dépendant du niveau de confiance souhaité (cf. Tableau 5.2). La région de confiance résultante est un ellipsoïde centré sur le triplet de paramètres du meilleur modèle et délimité par $\Delta S_{\rm red}$, tel qu'illustré dans la Figure 5.6.

Un premier calcul de $S_{\rm red}$ à travers notre grille 3D affinée de spectres synthétiques a été réalisé, sans imposer de contrainte supplémentaire sur le résultat. Ce calcul préliminaire a fourni les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \mathrm{T_{eff}} &= 8775\,\mathrm{K} \\ \mathrm{logg} &= 4.2 \\ \mathrm{logA(Fe)} &= -4.25 \end{aligned}$$

cette valeur de $\log A_{\rm Fe}$ correspondant à [Fe/H]= +0.29 dex pour une abondance solaire $\log\left(\frac{N_{\rm Fe}}{N_{\rm H}}\right)_{\odot} = -4.54$, soit 1.95 fois cette abondance solaire. Les barres d'erreur correspondantes ont été estimées selon la méthode décrite précédemment dans ce chapitre. Pour un niveau de confiance de 68.3%, nous avons trouvé les incertitudes suivantes : ±525 K sur $T_{\rm eff}$, ±0.7 sur $\log g$ et ±0.35 sur $\log A_{\rm Fe}$. Pour un niveau de confiance de 95.4%, les incertitudes sont de 700 K sur $T_{\rm eff}$ et 0.48 sur $\log A_{\rm Fe}$, la faible sensibilité de $S_{\rm red}$aux modèles de différents $\log g$ ne permettant pas de déterminer de barre d'erreur sur ce paramètre à ce niveau de confiance-là dans notre espace de paramètres.

Ces résultats sont présentés sous forme graphique dans la Figure 5.7. Ce graphique a été construit en considérant successivement toutes les valeurs de $\log g$ (de 3.5 à 4.5 par pas de 0.1). Pour chaque valeur de $\log g$, chaque valeur de $T_{\rm eff}$ a également été parcourue : pour chaque couple ($T_{\rm eff}$, $\log g$) résultant, les valeurs de $\log A_{\rm Fe}$ retenues sont celles des modèles dont la valeur de $S_{\rm red}$ répond au niveau de confiance souhaité (68.3%, 95.4% ou 99.7%). Le calcul de la région de confiance a donc bien été fait dans les trois dimensions de l'espace des paramètres, mais par commodité, le résultat a été tracé en deux dimensions. L'ellipsoïde 3D représentant la région de confiance apparaît donc sous la forme d'une ellipse tel qu'illustré précédemment dans la Figure 5.6. Notons que la position du meilleur modèle déterminé avec une contrainte physique additionnelle, à savoir celle de l'équilibre d'excitation, est représentée par un carré plein blanc. Cela sera décrit dans le

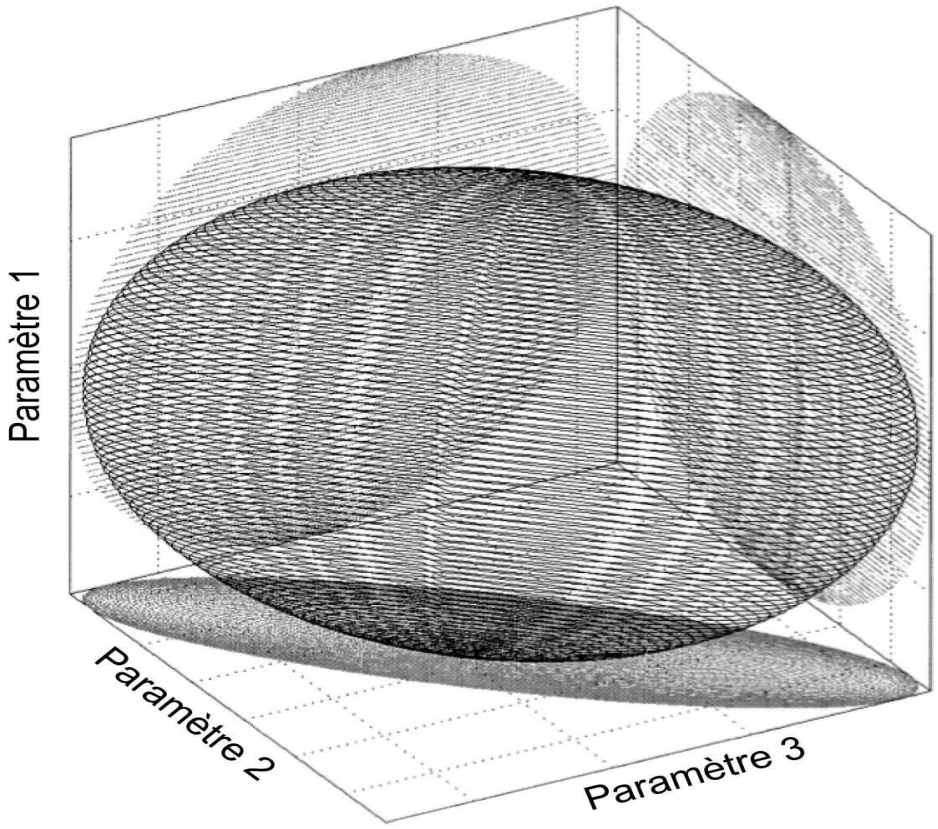


FIGURE 5.6 – Ellipsoïde dans l'espace des paramètres à 3 dimensions délimité par une valeur de ΔS_{red} constante pour un niveau de confiance donné. Les modèles dont les triplets de paramètres sont à l'intérieur de l'ellipsoïde sont fiables à hauteur de ce niveau de confiance. *La définition des axes n'a ici pas d'importance, le but de cette figure étant d'illustrer la forme de la région de confiance dans le cas où le nombre de paramètres à déterminer est de trois. Remarquons que la projection bi-dimensionnelle de cet ellipsoïde est évidemment une ellipse, cela sera utilisé dans la suite de notre étude, en particulier dans les Figures 5.7 et 5.11.*

paragraphe suivant.

Pour ce meilleur modèle, nous avons tracé la répartition des valeurs de $\left(\frac{EW_{\mathrm{obs}}-EW_{\mathrm{synth}}}{\sigma}\right)^2$ des différentes raies, d'une part en fonction de la longueur d'onde, d'autre part en fonction du potentiel d'excitation, afin de mettre en évidence la présence éventuelle d'*outliers* qui viendraient perturber la validité du résultat de l'estimation du maximum de vraisemblance. La figure 5.8 nous montre que toutes ces valeurs se situent dans une limite de $\pm 3\sigma$ autour de la moyenne. Nous avons donc raisonnablement considéré qu'aucun de ces points n'est un *outlier* et que toutes les raies sélectionnées initialement sont valables dans notre procédure d'ajustement.

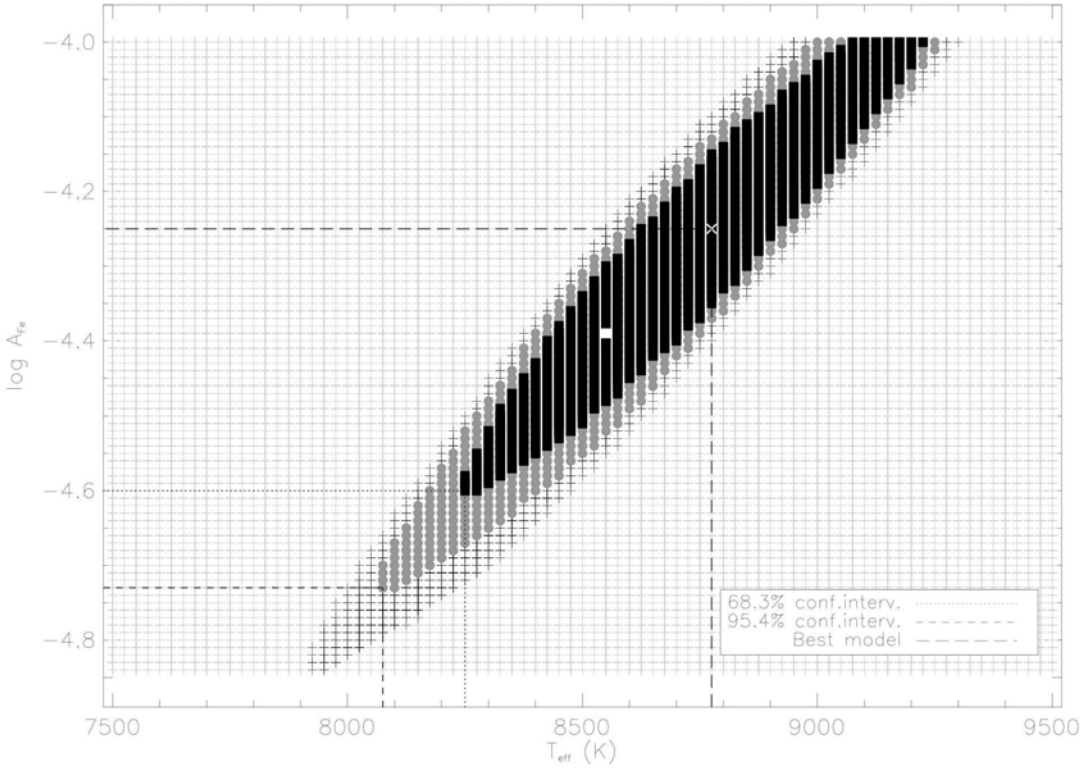


FIGURE 5.7 – Répartition 2D des valeurs de $S_{\rm red}$ en fonction de $T_{\rm eff}$ et $\log A_{\rm Fe}$. Ce graphique a été construit en considérant successivement tous les couples ($T_{\rm eff}$, $\log g$). Les valeurs de $\log A_{\rm Fe}$ retenues sont celles des modèles dont la valeur de $S_{\rm red}$ répond au niveau de confiance souhaité (68.3%, 95.4% ou 99.7%). Croix blanche : meilleur modèle (centre de l'ellipsoïde), dont $T_{\rm eff}$=8775 K, $\log g$=4.2 et $\log A_{\rm Fe}$=-4.25. Les limites des intervalles de confiance sont marquées comme suit : 68.3%, pointillés et carrés noirs remplis ; 95.4%, tirets et cercles gris remplis ; 99.7%, croix noires. Croix grises : gammes de $T_{\rm eff}$ et $\log A_{\rm Fe}$ couvertes dans l'étude présente ($3.5 \leq \log g \leq 4.5$). Carré plein blanc : meilleur modèle déterminé avec une contrainte physique additionnelle (équilibre d'excitation).

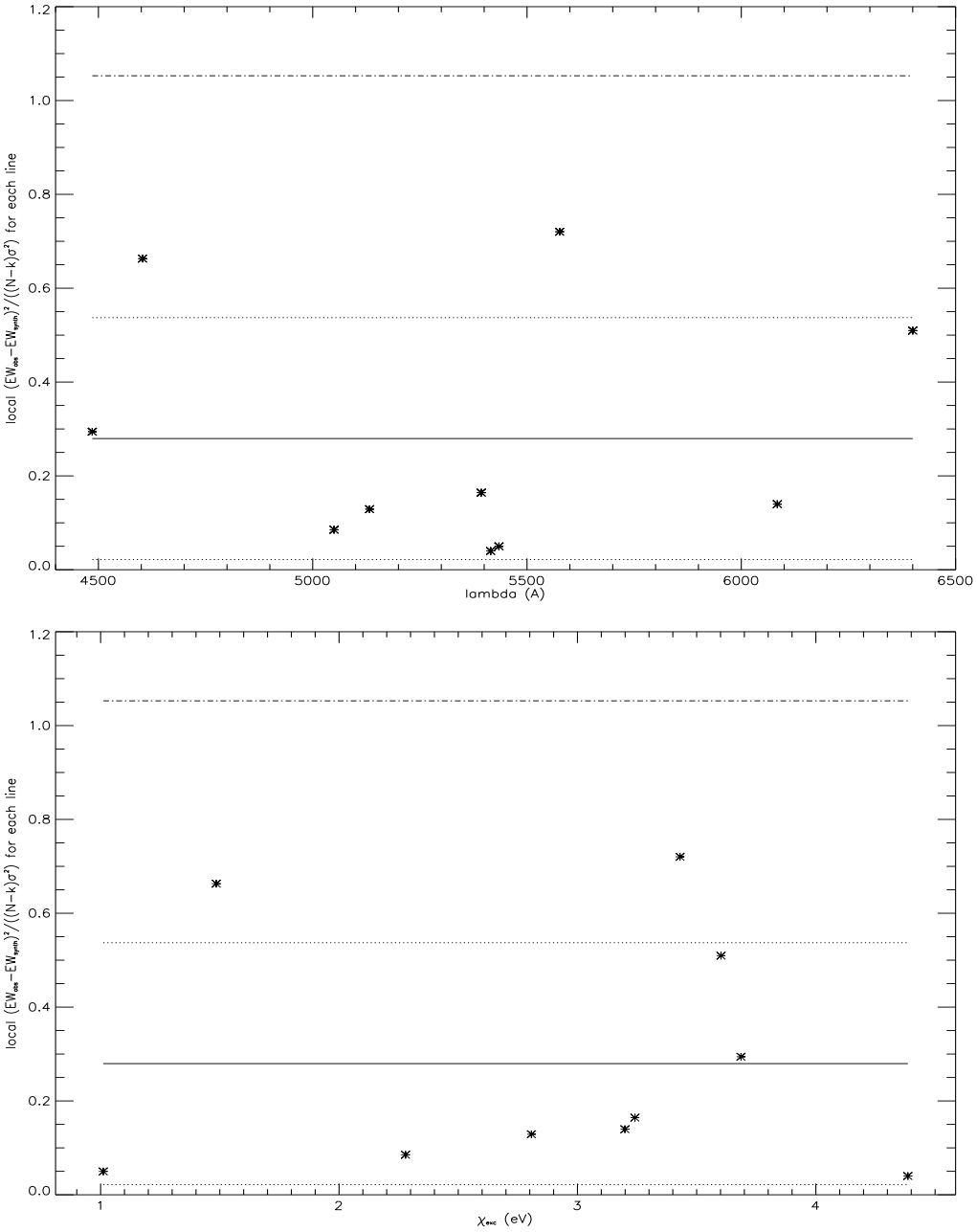


FIGURE 5.8 – Répartition des valeurs de $EW_{\rm obs} - EW_{\rm synth}/(\sigma^2((\mathrm{N}-\mathrm{k}))$ pour les différentes raies sélectionnées, en fonction de leur longueur d'onde (en haut) et en fonction de leur potentiel d'excitation (en bas). La ligne en trait plein représente la moyenne de ces valeurs. Les lignes en pointillés sont à une distance de 1 σ (écart-type) de la moyenne. La ligne en traits-points se situe à 3 σ de la moyenne.

Limites de la méthode et contrainte physique additionnelle : l'équilibre d'excitation

Une vérification visuelle du meilleur spectre synthétique tracé sur le même graphique que le spectre observé semble effectivement concluante pour les 10 raies sélectionnées, mais pas nécessairement pour d'autres raies du fer ayant été exclues par nos critères de sélection (*blend*, émission, etc.). A ce stade, force a été de constater les limites d'une détermination purement statistique du meilleur modèle et des paramètres et barres d'erreur associés. En effet, les critères drastiques appliqués aux raies photosphériques ont mené à la sélection d'un très faible nombre d'entre elles avec lesquelles effectuer la minimisation de la fonction de mérite S_{red}. Ceci a notamment eu pour conséquence de ne pas permettre de lever une dégénérescence significative des modèles possibles, en terme de triplet ($T_{\mathrm{eff}}, \log g, \log A_{\mathrm{Fe}}$), s'ajustant de manière concluante à ce petit groupe de raies. Autrement dit, plusieurs modèles donnent des valeurs de S_{red} très proches de la valeur minimale du meilleur modèle, $S_{\mathrm{red,\,min}}$, 10 raies n'étant pas suffisantes pour converger vers le seul "vrai" modèle, c'est-à-dire le modèle représentant le mieux les observations, avec les barres d'erreurs les plus petites. Cette méthode statistique basée sur un très faible nombre de raies ne permet donc pas de contraindre suffisamment les paramètres car les barres d'erreur associées restent importantes.

Cet effet a également été mis en évidence par les résultats d'un ré-échantillonnage de type *jackknife*, à savoir le calcul à plusieurs reprises de la fonction de mérite S_{red} en laissant de côté l'EW d'une des raies sélectionnées à chaque itération. Cette autre méthode statistique a permis de révéler que les paramètres du meilleur modèle changent selon la raie exclue, l'amplitude de ces variations de paramètres étant : ΔT_{eff} de $^{+150\,\mathrm{K}}_{-200\,\mathrm{K}}$, $\Delta \log g$ de $^{+0.2}_{-0.3}$ et $\Delta \log A_{\mathrm{Fe}}$de $^{+0.10}_{-0.09}$. Cette dépendance du résultat aux raies impliquées dans le calcul a également été attribuée au manque de raies sélectionnées.

Afin de compenser ce manque, nous avons donc imposé à notre premier résultat une contrainte physique supplémentaire apportée par l'équilibre d'excitation d'un atome ou d'un ion donné, en l'occurrence le Fe I. En effet, comme nous l'avons vu dans la section 5.2.2, si la T_{eff} est bien déterminée, les raies de Fe I de potentiels d'excitation donnés devraient conduire à la même détermination d'abondance.

Dans un premier temps, par souci de cohérence, nous n'avons conservé que les spectres synthétiques définis par le couple ($T_{\mathrm{eff}}, \log g$) (quel que soit $\log A_{\mathrm{Fe}}$) dont la courbe de croissance, c'est-à-dire $\log EW/\lambda$ en fonction de $\log A$, de chacune des 10 raies sélectionnées présente une intersection avec la droite d'ordonnées $EW_{\mathrm{obs}}(\pm\sigma_{\mathrm{abs}}(EW_{\mathrm{obs}}))$. Les modèles ayant au moins une de leurs 10 courbes de croissance qui ne coupe pas la droite y=EW_{obs} sont exclus. Ceci est illustré dans la Figure 5.9.

Dans un second temps, nous avons calculé l'équilibre d'excitation du Fe I par le biais de nos 8 raies de Fe I sélectionnées. Pour chaque modèle de T_{eff} et $\log g$ donnés, sélectionné

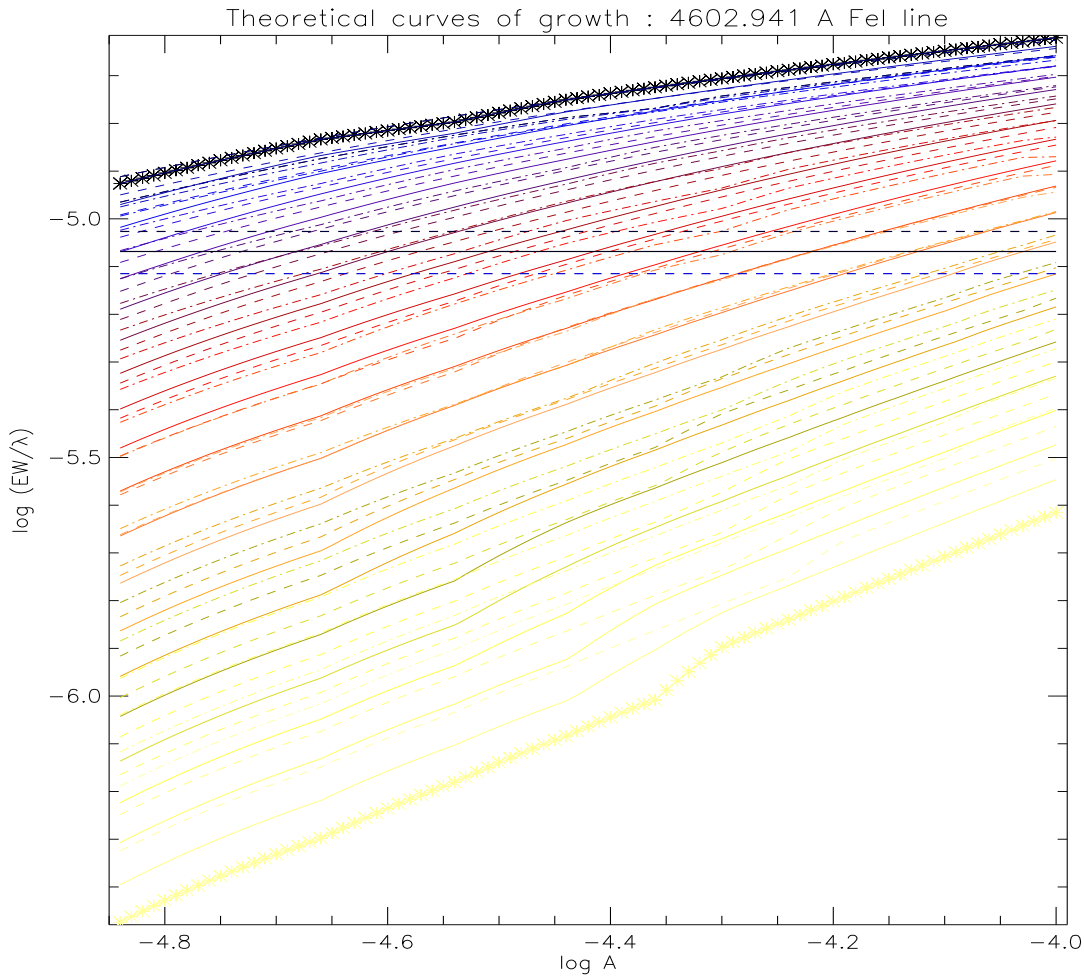


FIGURE 5.9 – Courbes de croissance de la raie de Fe I à 4602.941 Å pour des spectres synthétiques de $\log g$ égal à 3.5 (trait continu), 4.0 (pointillés) et 4.5 (traits-points) et des $T_{\rm eff}$ allant de 7500 K (bleu) à 9500 K (jaune) par pas de 100 K. Ligne continue noire : droite d'ordonnée y=$EW_{\rm obs}$. Lignes horizontales en pointillés : $EW_{\rm obs}\pm\sigma_{\rm abs}(EW_{\rm obs})$.

avec le critère précédent d'intersection des courbes de croissance avec la droite y=$EW_{\rm obs}$, nous avons :

- cherché, pour chaque raie, la valeur de $\log A_{\rm Fe}$ donnant le modèle dont la valeur de $\left(\frac{EW_{\rm obs}-EW_{\rm synth}}{\sigma}\right)^2$ est la plus petite, c'est-à-dire celui reproduisant localement le mieux la $EW_{\rm obs}$,
- tracé ces 8 valeurs de $\log A_{\rm Fe}$ en fonction des potentiels d'excitation ($\chi_{\rm exc}$, en eV) des raies correspondantes,
- procédé à un calcul de régression linéaire à travers ces 8 points de $\log A_{\rm Fe}$=f($\chi_{\rm exc}$),
- cherché les modèles dont la pente de la droite de régression linéaire tend vers 0.

Etant donné le peu de points à travers lesquels cette régression linéaire a été calculée, l'incertitude sur sa pente n'a pas été considérée comme négligeable. Considérant cette incertitude, le calcul de l'équilibre d'excitation n'a pas fourni un seul modèle (celui dont la pente est la plus proche de 0), mais plusieurs. Pour chaque $T_{\rm eff}$, 11 valeurs de $\log g$ (donc 11 modèles) sont considérées (de 3.5 à 4.5, par pas de 0.1), ce qui correspond à 11 régressions linéaires et donc 11 valeurs de pente. Soit p_{min} la valeur de la pente minimum et σ(p) l'écart-type des 11 valeurs de pente. Nous avons conservé les modèles dont la valeur de la pente est comprise entre P_{min} et $p_{min} \pm \sigma$(p).
Le calcul de l'équilibre d'excitation a donc permis de contraindre les modèles de couples ($T_{\rm eff}$, $\log g$) ayant un sens physique dans le calcul purement statistique de la fonction de mérite $S_{\rm red}$. L'ordonnée à l'origine des droites de régression linéaire donnant une valeur de $\log A_{\rm Fe}$, ces couples ($T_{\rm eff}$, $\log g$) des modèles respectant l'équilibre d'excitation sont également associés à une abondance. La Figure 5.10 montre que, pour chaque $T_{\rm eff}$, il existe une gamme de $\log g$ pour laquelle l'équilibre d'excitation est respecté, et une gamme de valeurs de $\log A_{\rm Fe}$ associées.

Notons que, une fois encore, le nombre de raies est le facteur limitant. En effet, avec un plus grand nombre de points, le calcul de régression linéaire serait bien plus précis et la dégénérescence en $T_{\rm eff}$ et $\log g$ des modèles présentant une pente de régression linéaire nulle se trouverait en partie levée, le calcul de l'équilibre d'excitation devant idéalement associer une seule valeur de $T_{\rm eff}$ à $\log g$fixé.

5.3.4.1 Résultats : les paramètres fondamentaux de HD 104237

Partant des résultats précédents de calculs de la fonction de mérite $S_{\rm red}$, nous n'avons donc conservé que les modèles respectant l'équilibre d'excitation (plages de la Figure 5.10) et nous avons de nouveau cherché la valeur minimum de $S_{\rm red}$. Les résultats sont les suivants :

$$\begin{aligned} T_{\rm eff} &= 8550\,{\rm K} \\ \log g &= 3.9 \\ \log A({\rm Fe}) &= -4.38 \end{aligned}$$

soit [Fe/H]=+0.16 dex par rapport à l'abondance solaire de Fe donnée par VALD ($\log A_{\rm Fe\odot}$=-4.54), c'est-à-dire 1.45 fois cette abondance solaire. Les barres d'erreur sur les paramètres ainsi déterminés ont été estimées via la même approche que celle décrite précédemment dans ce chapitre. Ces résultats sont présentés graphiquement dans la Figure 5.11 et résumés dans le Tableau 5.4 de la section 5.4. La forme de la répartition-2D des valeurs de $S_{\rm red}$ montrée dans la Figure 5.11 se comprend comme une combinaison des résultats de la Figure 5.7 et de la Figure 5.10.

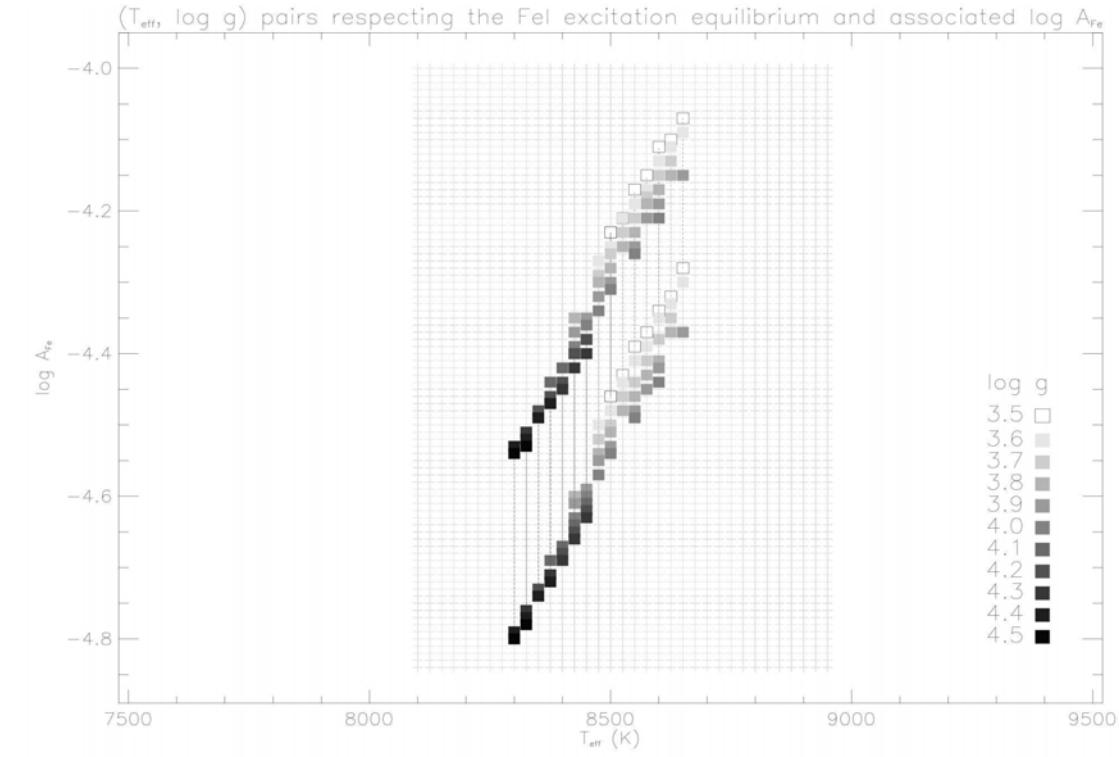


FIGURE 5.10 – Couples ($T_{\rm eff}$, $\log g$) dont le modèles correspondant respecte l'équilibre d'excitation. Chaque couple est associé à une valeur de $\log A_{\rm Fe}$, ordonnée à l'origine de la droite de régression linéaire (lignes pointillées délimitées par des carrés de couleurs différentes). Chaque couleur de carré correspond à une valeur de $\log g$(de 3.5 à 4.5 du plus clair au plus foncé). Les croix grises représentent le sous-espace des modèles pour lesquels il existe une intersection entre la courbe de croissance de chacune des 8 raies de Fe I et les droites d'ordonnée $EW_{\rm obs}$ correspondantes.

Notons que $\log g$ est le paramètre stellaire le moins précisément déterminé à cause de la sensibilité plus faible des 10 raies sélectionnées à ce paramètre. Une étude préliminaire de la sensibilité des raies aux paramètres $T_{\rm eff}$ $\log g$ et $\log A_{\rm Fe}$ avait été menée durant cette thèse. Les résultats de cette étude sont présentés dans le Tableau 5.3. La sensibilité des raies spectrales à $T_{\rm eff}$ avait été mesurée en considérant 7 modèles de $\log g$ et $\log A_{\rm Fe}$ fixes ($\log g$= 4.0 et $\log A_{\rm Fe}$= −4.54) et de $T_{\rm eff}$ différentes, allant de 7500 K à 9000 K par pas de 250 K. La moyenne ($\rm d_{moy}$) et l'écart-type ($\sigma_{\rm abs}$) des profondeurs centrales de raies de ces modèles avaient été calculées, ainsi qu'une grandeur $\sigma_{\rm rel} = \sigma_{\rm abs}/\rm d_{moy}$ censée représenter la sensibilité "relative" de la raie à $T_{\rm eff}$ (exprimée en %). La même démarche avait été appliquée à l'étude de la sensibilité des raies à $\log g$ en fixant $T_{\rm eff}$= 8500 K et $\log A_{\rm Fe}$= −4.54 et en faisant varier $\log g$ de 3.5 à 4.5 par pas de 0.5, ainsi qu'à l'étude de la sensibilité des raies à $\log A_{\rm Fe}$ en fixant $T_{\rm eff}$= 8500 K et $\log g$= 4.0 et pour des valeurs de $\log A_{\rm Fe}$ de -4.84, -4.66, -4.54, -4.44, -4.36, -4.30 et -4.24. A l'issue de cette analyse, certaines raies

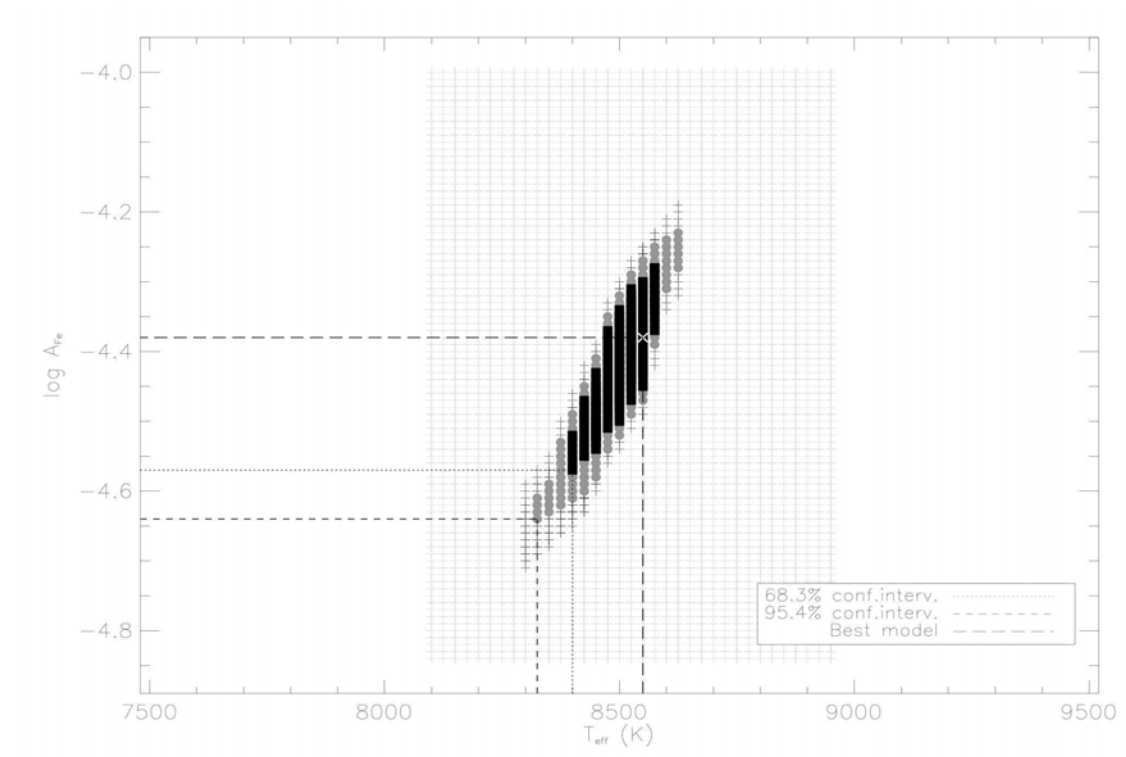


FIGURE 5.11 – Répartition 2D des valeurs de $S_{\rm red}$ en fonction de $T_{\rm eff}$ et de $\log A_{\rm Fe}$. X blanc : meilleur modèle ($T_{\rm eff}$= 8550 K, $\log A_{\rm Fe}$= −4.38 and $\log g$= 3.9). Les symboles correspondants aux intervalles de confiance sont les mêmes que ceux utilisés dans la Figure5.7. Les croix grises ont la même signification que celles de la Figure 5.10.

révélaient une sensibilité à un paramètre plutôt qu'aux deux autres, le paramètre ayant généralement l'impact le plus fort était la $T_{\rm eff}$. En particulier, certaines raies se montraient particulièrement sensibles à $\log g$ et donc optimales pour tout un pan de notre étude des paramètres fondamentaux. Néanmoins, la plupart de ces raies "optimales" en théorie n'ont pas résisté aux critères de sélection présentés dans la section 5.3.2. Finalement, au regard du Tableau 5.3, les profondeurs des raies sélectionnées sont sensibles 1) à $T_{\rm eff}$ ($\sigma_{\rm rel}$ moyen de 33.6%), 2) à $\log A_{\rm Fe}$ ($\sigma_{\rm rel}$ moyen de 19.2%) et 3) à $\log g$, dans une moindre mesure ($\sigma_{\rm rel}$ moyen de 8.7%). Notons que, comme nous l'avons vu dans la section 3.2.5, les raies les plus sensibles à $\log A_{\rm Fe}$ sont les raies les plus faibles (partie linéaire de la courbe de croissance).

Afin de vérifier la validité de nos résultats impliquant l'équilibre d'excitation, nous avons tracé les abondances déterminées individuellement pour nos 8 raies de Fe I en fonction de leur potentiel d'excitation :

1) dans le cas du modèle (spectre synthétique) minimisant la valeur de $S_{\rm red}$ sans

	sensibilité à $T_{\rm eff}$			sensibilité à $\log g$			sensibilité à $\log A_{\rm Fe}$		
$\lambda_{\rm c}$ (Å)	$\sigma_{\rm abs}$	$d_{\rm moy}$	$\sigma_{\rm rel}$ **(%)**	$\sigma_{\rm abs}$	$d_{\rm moy}$	$\sigma_{\rm rel}$ **(%)**	$\sigma_{\rm abs}$	$d_{\rm moy}$	$\sigma_{\rm rel}$ **(%)**
4485.675	0.166	0.309	**53.7**	0.040	0.296	**13.5**	0.105	0.337	**31.2**
4602.941	0.219	0.446	**49.1**	0.033	0.469	**7.0**	0.109	0.497	**21.9**
5049.819	0.166	0.520	**31.9**	0.023	0.565	**4.1**	0.076	0.576	**13.2**
5132.669	0.079	0.260	**30.4**	0.045	0.261	**17.2**	0.092	0.291	**31.6**
5393.167	0.144	0.480	**30.0**	0.024	0.517	**4.6**	0.070	0.530	**13.2**
5415.192	0.065	0.604	**10.8**	0.04	0.621	**6.4**	0.027	0.625	**4.3**
5434.523	0.162	0.526	**30.8**	0.015	0.578	**2.6**	0.059	0.583	**10.1**
5576.089	0.153	0.326	**46.9**	0.031	0.329	**9.4**	0.089	0.357	**24.9**
6084.111	0.058	0.202	**28.7**	0.04	0.205	**19.5**	0.073	0.229	**31.9**
6400.000	0.107	0.446	**24.0**	0.013	0.473	**2.7**	0.046	0.479	**9.6**

TABLEAU 5.3 – Sensibilité des raies sélectionnées aux différents paramètres stellaires à l'étude : $T_{\rm eff}$, $\log g$ et $\log A_{\rm Fe}$. $\sigma_{\rm abs}$ représente l'écart-type des profondeurs centrales de raies pour les modèles : dont les valeurs de $T_{\rm eff}$ sont comprises entre 7500 K et 9000 K par pas de 250 K ($\log g$= 4.0 et $\log A_{\rm Fe}$= −4.54 ; colonne2), dont les valeurs de $\log g$ sont de 3.5, 4.0 et 4.5 ($T_{\rm eff}$=8500 K et $\log A_{\rm Fe}$= −4.54 ; colonne 5) et dont les valeurs de $\log A_{\rm Fe}$ sont de -4.84, -4.66, -4.54, -4.44, -4.36, -4.30 et -4.24 ($T_{\rm eff}$=8500 K et $\log g$= 4.0 ; colonne 8). $d_{\rm moy}$ sont les moyennes correspondantes des profondeurs centrales de raies. $\sigma_{\rm abs}$ et $d_{\rm moy}$ s'exprime en unité de flux normalisé. $\sigma_{\rm rel} = \sigma_{\rm abs}/d_{\rm moy}$.

contrainte physique additionnelle (détermination purement statistique) ;

2) dans le cas du modèle minimisant la valeur de $S_{\rm red}$ en introduisant la contrainte relative à l'équilibre d'excitation.

Le résultat est représenté dans la Figure 5.12. La régression linéaire à travers les points du modèle de $T_{\rm eff}$= 8775 K montre une pente négative alors que celle réalisée à travers les points du modèle de $T_{\rm eff}$= 8550 K montre une pente qui tend vers 0. Ceci suggère que ce dernier modèle est le meilleur résultat de notre étude.

Une autre vérification dela fiabilité de nos résultats a consisté à vérifier l'équilibre d'ionisation du fer, par le biais de nos 8 raies de Fe I et de nos 2 raies de Fe II : comme nous l'avons vu dans la section 5.2.2 un modèle optimal doit fournir la même abondance à partir des raies du Fe I que celles du Fe II. En pratique, à $\log g$ fixé, on cherche la valeur de $T_{\rm eff}$ du modèle donnant la même abondance pour les raies de Fe I que pour les raies du Fe II. Le résultat fait l'objet de la Figure 5.13(a). Il y a de nouveau une dégénérescence des couples ($T_{\rm eff}$, $\log g$) pour lesquels l'équilibre d'ionisation est respecté. Aux incertitudes près, nous voyons qu'autant le modèle à $T_{\rm eff}$= 8550 K et $\log g$= 3.9 que celui à $T_{\rm eff}$= 8775 K et $\log g$= 4.2 sont valables au regard de l'équilibre d'ionisations.

Enfin, une vérification de la valeur de ξ adoptée dans cette étude (ξ= 2 km s^{-1}) a été réalisée *a posteriori*. Pour cela, nous avons tracé, pour le modèle avec contrainte "équi-

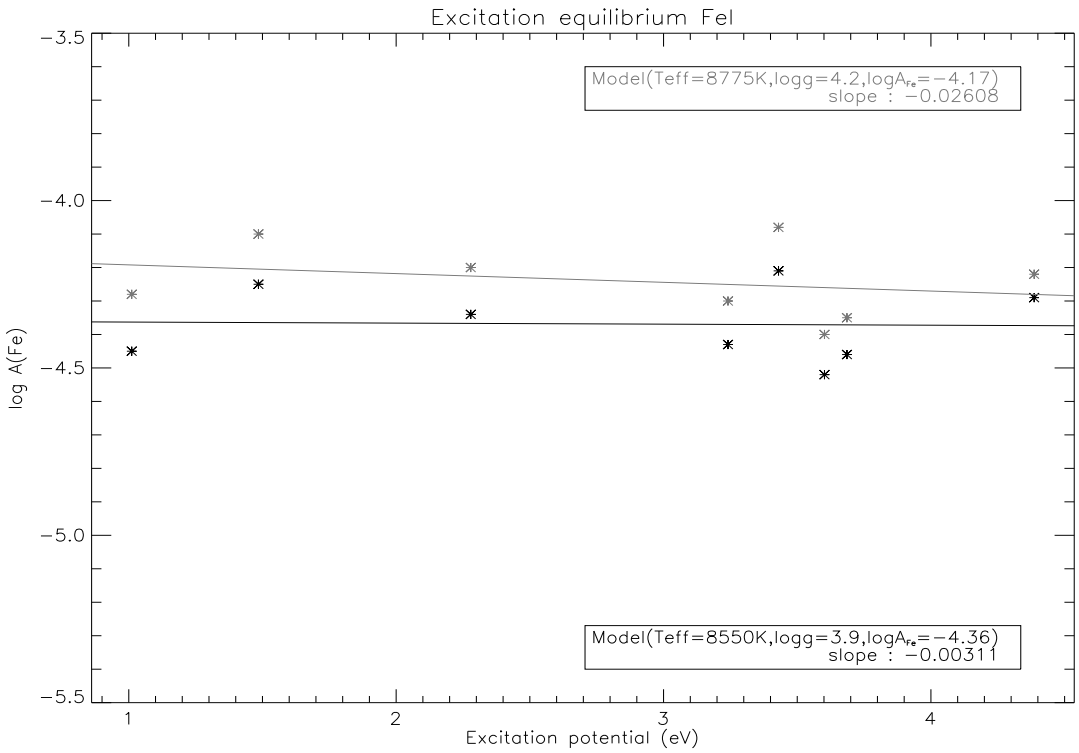
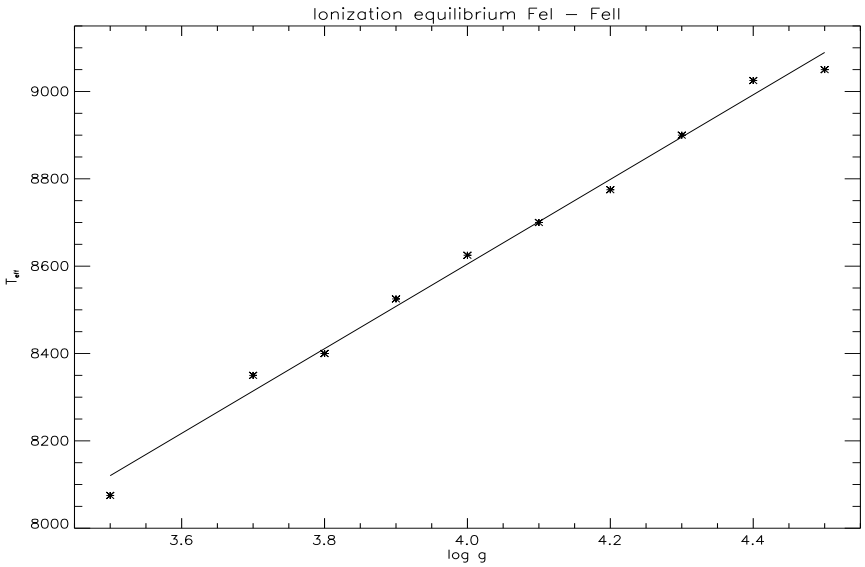


FIGURE 5.12 – Equilibre d'excitation du Fe I calculé pour les 8 raies de Fe I de cette étude. En noir : le modèle minimisant $S_{\rm red}$ avec la contrainte relative à l'équilibre d'excitation. En gris : le modèle minimisant $S_{\rm red}$ sans contrainte additionnelle.

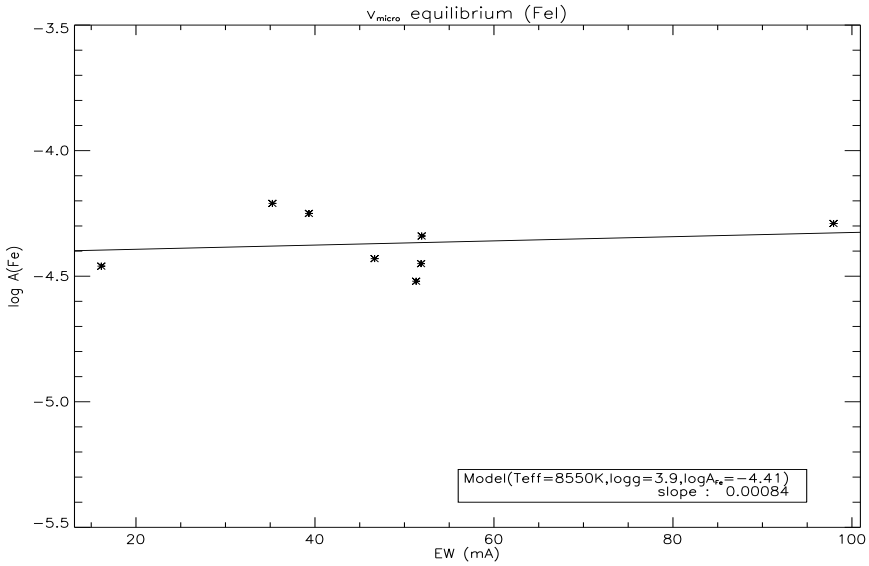
libre d'excitation", les valeurs de $\log A_{\rm Fe}$ de nos 10 raies, déterminées individuellement, en fonction de leur valeur de $EW_{\rm obs}$. Si la valeur de ξ est correcte, les valeurs de $\log A_{\rm Fe}$ ne devraient montrer aucune dépendance en fonction de $EW_{\rm obs}$ et la pente de la régression linaire devrait être nulle (cf. section 5.2.2). Nous voyons sur la Figure 5.13(b) que cette pente tend vers 0 et que l'hypothèse faite *a priori* sur la valeur de ξ semble raisonnable. En outre, la sélection des raies servant à la présente étude incluait aussi un critère de profondeur puisque seules les raies faibles à moyennes, sur lesquelles l'impact d'une erreur sur ξ est moindre, ont été conservées. Notons que la pente de la droite de régression linéaire de la Figure 5.13(b) est très légèrement positive, ce qui pourrait indiquer une valeur réelle de ξ un peu plus élevée que $2\,{\rm km\,s^{-1}}$.

5.4 Résumé et discussion

La connaissance précise des paramètres fondamentaux d'une étoile pulsante est nécessaire pour savoir où celle-ci se situe dans le diagramme HR par rapport à sa bande



(a)



(b)

FIGURE 5.13 – (a) : Couples ($T_{\rm eff}$, $\log g$) respectant l'équilibre d'ionisation entre les raies de Fe I et les raies de Fe II dans le spectre de HD 104237. Etoiles : valeurs de $T_{\rm eff}$ et $\log g$ dérivés à partir du spectre observé de HD 104237. Ligne continue : régression linéaire. **(b)** : Tracé de $\log A_{\rm Fe}$ en fonction de $EW_{\rm obs}$ pour les 10 raies sélectionnées dans un but de vérification de la valeur de ξ fixée *a priori* à partir des valeurs trouvées dans la littérature (ξ= 2 km s^{-1}).

d'instabilité théorique, ce qui permet de mieux caractériser observationnellement ladite bande d'instabilité et ses limites. Une telle connaissance des paramètres stellaires fondamentaux est également d'un intérêt majeur pour mieux contraindre une future modélisation astérosismique de l'étoile. Les différentes valeurs de paramètres fondamentaux relatifs à HD 104237 trouvés dans la littérature présentant des écarts importants, nous avons décidé d'en entreprendre une re-détermination via une analyse spectroscopique de haute résolution.

Etant donné que HD 104237 est en fait un système multiple et qu'en particulier l'étoile centrale, sur laquelle se porte notre intérêt, forme une binaire spectroscopique avec compagnon proche de type probable K3, nous nous sommes concentrés sur les données observationnelles de la nuit du périastron de la campagne SAAO 2000 (Böhm et al., 2004), à savoir la nuit du 12 avril 2000. Afin de pouvoir combiner tous les spectres de cette nuit en un seul spectre de référence de SNR nettement plus élevé, nous avons développé un outil automatisé et optimisé de normalisation spectrale. Le spectre résultant de nos procédures de normalisation et sommation sur la nuit du périastron présente un SNR proche de 400 par élément résolu à 550 nm, soit un gain en SNR d'environ 6 par rapport au SNR moyen des spectres individuels.

Les résultats de l'étude détaillée des paramètres fondamentaux que nous avons menée sont résumés dans le Tableau 5.4 et sont présentés graphiquement dans un diagramme HR (voir Figure 5.14). Une attention particulière a été accordée à une détermination statistique correcte des barres d'erreur associées aux valeurs du modèle reproduisant le mieux les observations. Dans une revue sur les différentes méthodes de détermination de $T_{\rm eff}$ et $\log g$, Smalley (2005) mentionne des barres d'erreur optimales de ± 100 K pour $T_{\rm eff}$, ± 0.2 pour $\log g$ et de l'ordre de 0.05 à 0.1 pour les abondances. Dans le cas de HD 104237, dont le niveau d'activité est très élevé et qui se trouve être la composante primaire d'une binaire spectroscopique, il est très difficile d'obtenir un nombre suffisamment grand de raies photosphériques non polluées et exploitables permettant d'atteindre une telle précision. Les incertitudes sur nos valeurs, en particulier sur $\log g$ et, dans une moindre mesure, sur $\log A_{\rm Fe}$, demeurent donc assez importantes.

paramètres stellaires	meilleur modèle	niveau de confiance 68.3%	niveau de confiance 95.4%
$T_{\rm eff}$ (K)	8550	±150	±225
$\log g$	3.9	±0.3	±0.4
$\log A_{\rm Fe}$	- 4.38	±0.19	±0.26
[Fe/H]	+0.16	±0.19	±0.26

TABLEAU 5.4 – Paramètres fondamentaux de HD 104237 déterminés dans cette étude.

En outre, il existe dans cette étude des paramètres fondamentaux de HD 104237 plusieurs sources d'erreur systématique, en plus des erreurs statistiques dont la prise en

paramètres stellaires	meilleur modèle	niveau de confiance 68.3%	niveau de confiance 95.4%
$\log L/L_\odot$	1.59	$^{+0.45}_{-0.43}$	$^{+0.60}_{-0.58}$
$M/M_\odot$	2.4	$^{+0.7}_{-0.5}$	$^{+1.0}_{-0.7}$
$R/R_\odot$	2.9	$^{+1.7}_{-1.1}$	$^{+2.5}_{-1.4}$
âge	≈ 2 Myr		

TABLEAU 5.5 – Valeurs de la luminosité, de la masse et du rayon de HD 104237 calculés à partir des paramètres fondamentaux déterminés dans cette étude et de la relation masse-luminosité pour étoile de masse intermédiaire donnée par Malkov (2007). L'âge est estimé sur base de la position de l'étoile par rapport aux trajets évolutifs de Palla & Stahler (2001).

charge a été présentée précédemment, et qui en compliquent l'objectif de précision. En particulier, une mauvaise estimation de la contribution de la Secondaire, autant en terme de classe spectrale que de luminosité, peut mener à des erreurs systématiques difficiles à prendre en compte. Pour cette raison, nous avons non seulement essayé de "nettoyer" le spectre observé de la composante due à la Secondaire, mais nous avons également fait en sorte de sélectionner des raies théoriquement peu polluées par la Secondaire, quelle que soit la $T_{\rm eff}$ de celle-ci. En conséquence, nous avons estimé de second ordre les erreurs relatives aux incertitudes sur les paramètres de la Secondaire. Une mauvaise estimation de la valeur de ξ peut également introduire une erreur systématique sur la détermination des autres paramètres. Cependant, comme nous l'avons vu dans la section 5.3.4.1, la valeur de $2\,{\rm km\,s^{-1}}$ que nous avons adoptée semble raisonnable. De plus, nous avons travaillé avec des raies d'intensité modérée, les erreurs systématiques relatives à l'incertitude ont donc été supposées du second ordre également. Une autre erreur systématique peut être introduite par de mauvaises valeurs des paramètres atomiques tels que les valeurs de $\log gf$, celles-ci ayant un impact direct sur les profils de raies synthétiques. Quels que soient les paramètres fondamentaux du spectre synthétique, si les valeurs des paramètres atomiques sont fausses, il est vain de vouloir ajuster un spectre synthétique au spectre observé, le résultat perdrait son sens. Pour cela, nous avons vérifié les valeurs des paramètres atomiques des raies que nous avons sélectionnées, en particulier les valeurs de $\log gf$. Une nouvelle fois, les erreurs systématiques liées à ce point ont été négligées. Evidemment, une connaissance meilleure et toujours plus généralisée de paramètres atomiques déterminés avec fiabilité, tels que les probabilités de transitions atomiques et les forces d'oscillateur, doit continuer à être encourager. Enfin, les sources importantes d'erreur sur les valeurs de EW des raies de Fe II dues au remplissage des raies par des composantes en émission, en particulier la nuit du périastron, qui semble correspondre à un essor d'activité, ont été évitées en éliminant les raies trop variables. Cette précaution résulte toutefois en une diminution drastique du nombre de raies de Fe II exploitables, et donc du nombre

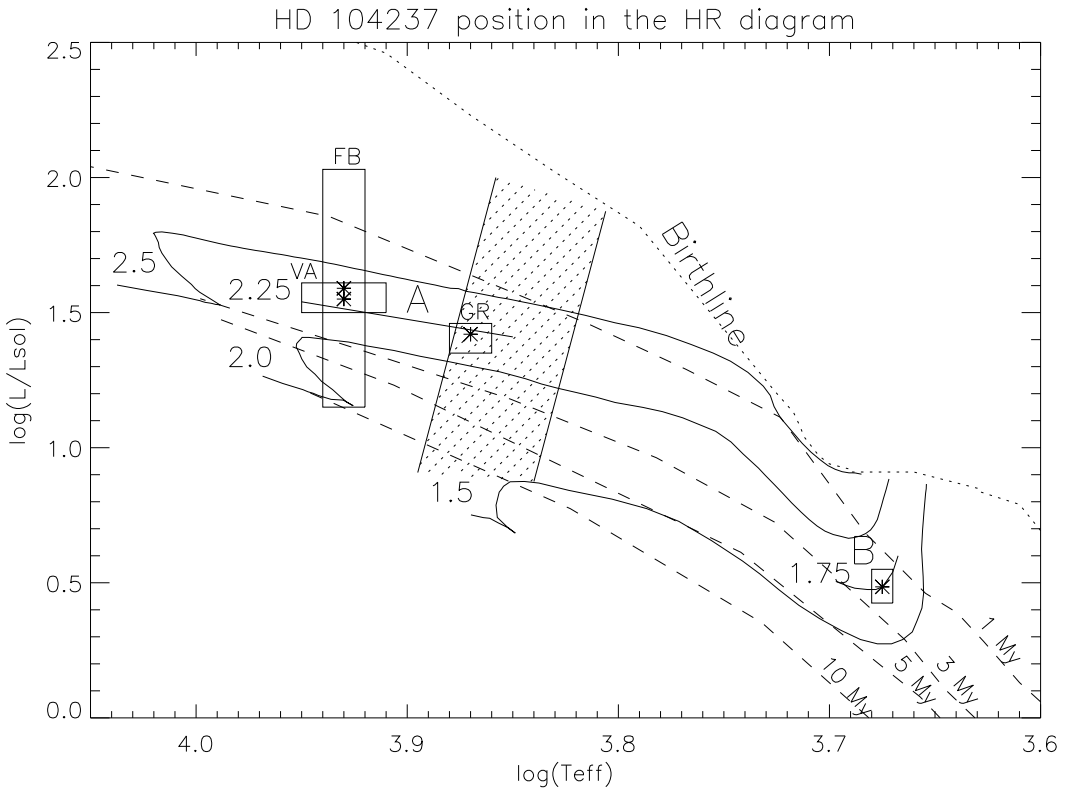


FIGURE 5.14 – Position dans le diagramme HR de la composante primaire de HD 104237 associée aux nouveaux paramètres stellaires fondamentaux déterminés dans cette étude (diagramme HR extrait de Böhm et al. (2004)). La position de la Secondaire est également indiquée (B). La luminosité et la température effective données par van den Ancker et al. (1998) (VA) et Grady et al. (2004)(GR) sont présentes dans le diagramme, incluant les barres d'erreur *estimées* dans ces études. Nos propres paramètres sont notés (FB) et sont associés aux barres d'erreur correspondant à un niveau de confiance de 68.3%. Les trajets évolutifs (1.5, 2.0 et 2.5 $M_{\odot}$) et les isochrones sont tirés de Palla & Stahler (2001). La zone hachurée représente la bande d'instabilité de Marconi & Palla (1998).

total de raies sélectionnées, ce qui dessert la précision de notre étude. Il serait intéressant, si cela s'avère possible, de pouvoir chiffrer le taux de remplissage des raies de Fe II, par exemple en fonction de la position sur l'orbite de la binaire spectroscopique (étude des effets de marée, de la possibilité d'échange de matière entre la Primaire et la Secondaire, etc.).

Afin de pallier le manque de raies de Fe exploitables et de mieux contraindre nos résultats sur les paramètres fondamentaux de HD 104237, nous avons essayé de mener le même type d'analyse que celle que nous venons de détailler dans ce chapitre pour d'autres éléments chimiques que le Fe. Cela n'a pas abouti favorablement. En effet, bien

que le Fe soit l'élément présentant le plus grand nombre de raies dans le spectre visible de HD 104237, les critères de sélection relatifs à l'étude du cas particulier de HD 104237 ont éliminé la quasi-totatlité de ces raies. Il en est de même pour les autres éléments chimiques du spectre et trop peu de raies (typiquement moins de 5) de chaque élément sont finalement exploitables pour pouvoir améliorer l'étude effectuée à partir du Fe.

Les rapports de luminosité $\log(L/L_\odot)$ présentés dans le Tableau 5.5 ont été calculés à partir de la relation masse-luminosité pour étoile de masse intermédiaire donnée dans l'article de Malkov (2007), valable pour $-1.2 \leq \log(L/L_\odot) \leq 5.3$, à savoir :

$$\log \frac{M}{M_\odot} = 0.00834 + 0.213 \log \frac{L}{L_\odot} + 0.0107 \log^2 \frac{L}{L_\odot} \tag{5.13}$$

et à partir de la loi de la gravitation universelle combinée à la loi de Stefan-Boltzmann, via l'expression suivante :

$$L = 4\pi \left(\frac{GM}{g}\right) \sigma T_{\rm eff}^4 \tag{5.14}$$

ce qui donne :

$$\log \frac{L}{L_\odot} = \log\left(\frac{4\pi G \sigma M_\odot}{L_\odot}\right) + \log \frac{M}{M_\odot} + \log\left(\frac{T_{\rm eff}^4}{g}\right) \tag{5.15}$$

En remplaçant $\log \frac{M}{M_\odot}$ par l'expression 5.13, on obtient l'équation du second degré suivante :

$$-0.0107 \left(\log \frac{L}{L_\odot}\right)^2 + 0.787 \log \frac{L}{L_\odot} - \left[\log\left(\frac{4\pi G \sigma M_\odot}{L_\odot}\right) + 0.00834 + \log\left(\frac{T_{\rm eff}^4}{g}\right)\right] = 0 \tag{5.16}$$

La rapport $\log(L/L_\odot)$ pour HD 104237 est donc de $1.59^{+0.45}_{-0.43}$ pour un niveau de confiance de 68.3%, une valeur centrée sur la valeur donnée par van den Ancker et al. (1998), à savoir $\log(L/L_\odot) = 1.55^{+0.06}_{-0.05}$. La gravité de surface étant difficile à contraindre précisément, il en est de même pour les barres d'erreurs sur $\log(L/L_\odot)$ (cf. équation 5.16), qui sont donc plus larges que chez van den Ancker et al. (1998). (Notons à ce stade que cette relation masse-luminosité est une relation empirique, dépendant notamment de la composition chimique de l'étoile, et qu'une bien meilleure précision sur la valeur de $\log(L/L_\odot)$ est offerte par la modélisation astérosismique, dans le cas où une identification de modes est possible.)

Au contraire, notre détermination spectroscopique de $T_{\rm eff}$ est significativement améliorée avec une valeur de 8550 ± 150 K, également centrée sur la valeur de van den Ancker et al. (1998) dont les résultats donnaient $T_{\rm eff} = 8500 \pm 500$ K.

Il apparaît donc que notre approche spectroscopique, indépendante, confirme les valeurs déterminées précédemment par van den Ancker et al. (1998) via une approche photométrique et en précise la $T_{\rm eff}$. La Figure 5.14 montre clairement l'intersection de nos résultats avec ceux de van den Ancker et al. (1998) et il n'est pas déraisonnable de penser que les "vrais" paramètres $T_{\rm eff}$ et $\log(L/L_{\odot})$ se situent à cette intersection. Dans ce cas, la combinaison des résultats de notre étude spectroscopique et de l'étude photométrique de van den Ancker et al. (1998) donnerait les paramètres stellaires fondamentaux "les plus probables" suivants :

$$\begin{aligned} \log(L/L_{\odot}) &= 1.55^{+0.06}_{-0.05} \\ T_{\rm eff} &= 8550 \pm 150\,{\rm K} \\ \log g &= 3.93 \pm 0.01 \\ \log A_{\rm Fe} &= -4.38 \pm 0.19 \end{aligned}$$

Ceci a été calculé au moyen de l'équation 5.16 et des "meilleurs" paramètres de van den Ancker et al. (1998) et de notre propre étude (respectivement $\log(L/L_{\odot})$ et $T_{\rm eff}$), en considérant le fait qu'une augmentation de $T_{\rm eff}$ s'accompagne d'une augmentation de luminosité et donc que la barre d'erreur inférieure sur la valeur de $\log g$ est déterminée à partir des valeurs supérieures des barres d'erreur de $\log(L/L_{\odot})$ et $T_{\rm eff}$ (et *vice versa* pour la barre d'erreur supérieure sur la valeur de $\log g$). Dans ce cas idéal, nous aurions des incertitudes relatives de ±1.8% sur $T_{\rm eff}$, de ±2.4% sur $\log g$ et de ± 10 à 15% sur $\log(L/L_{\odot})$. Nous pouvons également rappeler à ce stade que les barres d'erreur annoncées par van den Ancker et al. (1998), ainsi que par Grady et al. (2004), étaient probablement largement sous-estimées.

Ces résultats situent HD 104237 clairement en-dehors de la bande d'instabilité PMS calculée par Marconi & Palla (1998) pour les 3 premiers ordres radiaux. Cette étoile étant pulsante, cela implique qu'elle repousse la limite bleue de la bande d'instabilité vers des valeurs plus chaudes, vers des ordres radiaux plus élevés (ce point sera discuté plus en détail dans le chapitre 6).

Acke & Waelkens (2004) avaient déterminé une abondance de fer de [Fe/H]=+0.09 ± 0.19 par rapport à une abondance solaire $\log A_{\rm Fe\,\odot}$ de -4.48, c'est-à-dire $\log A_{\rm Fe}= -4.39 \pm 0.19$. Avec une valeur de $\log A_{\rm Fe}= -4.38 \pm 0.19$, nous trouvons donc un résultat absolu très proche du leur, confirmant une probable légère sur-abondance de Fe dans la photosphère de HD 104237. Vick et al. (2011) ont calculé récemment des modèles évolutifs auto-cohérents dans une gamme de masses allant de 1.5 à 2.8 $M_{\odot}$ incluant la diffusion atomique. Ils conclurent notamment que pour des gammes de perte de masse supérieures à $10^{-12}\,M_{\odot}\,{\rm yr}^{-1}$, aucune surabondance de surface n'est attendue. HD 104237 présente une raie de H_{α} très forte avec un profil complexe, ce qui suggère un taux de perte de masse bien plus important que la valeur limitée de Vick et al. (2011), probablement similaire à

celui d'autres étoiles HAeBe montrant des taux de perte de masse typiques de l'ordre de 10^{-7} – $10^{-8}\,M_{\odot}\mathrm{yr}^{-1}$ (voir par exemple Bouret & Catala 1998). Si nous rapprochons nos résultats et ceux de Acke & Waelkens (2004) de ces simulations récentes de Vick et al. (2011), considérant les barres d'erreur sur $\log A_{\mathrm{Fe}}$ de nos deux études, l'abondance de Fe de la photosphère de HD 104237 est quasi-solaire.

Enfin, il est important de mentionner que de nombreuses hypothèses ont été faites au cours de cette étude : lors de la synthèse spectrale (ETL, atmosphère en équilibre hydrostatique 1D-plan parallèle), lors du calcul de la contribution de la composante secondaire (rapport des fonctions de Planck des deux composantes), lors de l'interpolation des spectres synthétiques sur des grilles plus fines de T_{eff}, $\log g$ et $\log A_{\mathrm{Fe}}$, sur le seuil de profondeur des raies lié aux requêtes VALD (cf. section 4.2.1), sur la région photosphérique de formation supposée des raies sélectionnées, etc. Bien que ces sources d'erreurs résiduelles puissent être considérées comme négligeables dans notre étude (le rapport des fonctions de Planck est tout à fait valable si l'on considère, comme c'est le cas ici, le rapport de 2 continus se formant suffisamment profondément et donc dans des conditions ETL ; les raies sélectionnées sont d'intensité faible à moyenne et se forment donc plus profondément que les raies plus fortes, c'est-à-dire à des profondeurs où soit l'hypothèse ETL est valable, soit les écarts à l'ETL sont encore faibles, etc.), de futures améliorations dans la sélection des raies et dans l'analyse, telles que le traitement combiné de raies blendées, ne pourront être que bénéfiques et mener à des paramètres stellaires fondamentaux toujours mieux contraints.

L'étude des paramètres fondamentaux de HD 104237 présentée dans ce chapitre fait l'objet d'une grande partie de l'article de Fumel & Böhm (2011).

Partie III

Première étude astérosismologique complète de l'étoile prototype HD 104237

6

Rappels sur la théorie des oscillations stellaires

Sommaire

6.1 Introduction 141
6.2 Equations générales de la structure stellaire 141
6.2.1 Equations de conservation 141
6.2.2 Equation de diffusion 143
6.2.3 Equations d'état 143
6.2.4 Structure à l'équilibre 143
6.2.5 Conditions aux limites 144
6.2.6 Les échelles de temps caractéristiques 145
6.3 Les équations des oscillations stellaires 147
6.3.1 Théorie des petites perturbations 147
6.3.2 Les formalismes eulérien et lagrangien 148
6.3.3 Oscillations non-radiales 148
6.4 Approximation adiabatique 153
6.4.1 Les équations 153
6.4.2 Les modes *p* 155

6.4.3 Les modes g 156
6.4.4 Impact de la rotation 157
6.5 Oscillations non-adiabatiques 157
6.5.1 Forme des solutions non-adiabatiques 158
6.5.2 L'intégrale de travail 158
6.5.3 Les différents types de mécanisme d'excitation 159
6.6 Observation des oscillations 162

6.1 Introduction

De la même manière que l'étude des ondes sismiques traversant la Terre nous renseigne sur sa structure interne, l'astérosismologie, c'est-à-dire l'étude des oscillations stellaires, a pour but d'extraire des variations temporelles de la lumière qui nous parvient des étoiles pulsantes les informations concernant leur structure interne, ces informations se manifestant sous forme de variations photométriques ou spectroscopiques. Ce "problème inverse" permettant de remonter à la structure des intérieurs stellaires à partir de la variabilité observée est possible via la théorie des pulsations stellaires. Ce chapitre a pour objectif de rappeler les principaux concepts, équations et approximations qui décrivent la physique des étoiles pulsantes afin de mieux comprendre les démarches et analyses présentées dans les chapitres 7 à 9. Evidemment, les points théoriques abordés dans ce chapitre ne se veulent pas exhaustifs et se trouvent développés de manière complète et détaillée dans les ouvrages de référence sur lesquels il est basé, tels ceux de Cox (1980), Unno et al. (1989), Aerts et al. (2010) ou encore les notes de cours *Stellar Oscillations* de J. Christensen-Dalsgaard (2003) [1].

6.2 Equations générales de la structure stellaire

Une étoile est un système auto-gravitant composé d'un gaz dont la structure est régie par les équations de base de la mécanique des fluides (équations de Navier-Stokes) et de la thermodynamique, et dont les propriétés physiques locales (densité ρ, pression p, température T, champ de vitesse $\vec{v}$, etc.) ne dépendent que de leur position $\vec{r}$ et du temps t. Si l'on néglige la rotation, les effets dus à la viscosité et la présence éventuelle d'un champ magnétique, le système peut être considéré comme étant de symétrie sphérique et peut être décrit grâce un ensemble d'équations appelées "équations de conservation" détaillées ci-après.

6.2.1 Equations de conservation

Equation de conservation de la masse

La conservation de la masse est décrite par l'équation dite "de continuité", qui s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \, \vec{v}) = 0 \, . \tag{6.1}$$

Elle exprime la variation de la densité ρ suivant le mouvement du fluide de vitesse $\vec{v}$.

1. Ces notes de cours sont disponibles sur le web : http ://users-phys.au.dk/jcd/oscilnotes/

Equation de conservation de la quantité de mouvement

La conservation du mouvement est décrite par l'équation suivante :

$$\rho \frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} = -\vec{\nabla} p + \vec{f} ,$$

où $\vec{\nabla} p$ est la force par unité de volume due à la pression p subie par le système et $\vec{f}$ représente la résultante des autres forces volumiques subies. En l'occurrence, la seule force volumique considérée est celle due à la gravité : $\rho \vec{g}$. L'accélération gravitationnelle $\vec{g}$ pouvant être exprimée comme fonction du potentiel gravitationnel ψ tel que

$$\vec{g} = -\vec{\nabla} \psi ,$$

alors l'équation de la conservation du mouvement devient :

$$\rho \frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} = -\vec{\nabla} p - \rho \vec{\nabla} \psi . \tag{6.2}$$

Equation de Poisson

Le potentiel gravitationnel ψ satisfait la loi de Poisson :

$$\nabla^2 \psi = 4\pi G \rho , \tag{6.3}$$

où G est la constante de gravitation universelle (en c.g.s. : $G = 6.673\, 10^8 \mathrm{cm}^3\, \mathrm{g}^{-1}\, \mathrm{s}^{-2}$). Cette équation relie le champ gravitationnel à la distribution de matière.

Equation de conservation de l'énergie

A partir de la troisième équation de Navier-Stokes (bilan d'énergie) et des lois de la thermodynamique, il est possible de dériver l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho T \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) S = \rho \epsilon - \vec{\nabla} \cdot \vec{F} . \tag{6.4}$$

T est la température du gaz de l'élément de fluide considéré, S est son entropie spécifique, ϵ est le taux de génération d'énergie par unité de masse et $\vec{F}$ représente le flux énergétique. La source d'énergie principale d'une étoile étant les réactions nucléaires, on écrit généralement $\epsilon = \epsilon_{\mathrm{nuc}}$. Les modes principaux de transport d'énergie dans une atmosphère stellaire sont la radiation et la convection, la conduction étant marginale. On peut donc écrire : $\vec{F} = \vec{F_{\mathrm{rad}}} + \vec{F_{\mathrm{conv}}}$. Le flux convectif est compliqué à estimer à cause des grandes différences d'échelles spatiales impliquées dans l'hydrodynamique du régime convectif, le caractère très turbulent du phénomène et sa non-linéarité. Il est pris en compte dans la modélisation de la structure d'équilibre mais sur base de modèles qui restent très approximatifs.

6.2.2 Equation de diffusion

Entre le coeur de l'étoile sa photosphère, le milieu est optiquement épais et le libre parcours moyen des photons est très court (cf. Section 3.1.2). Dans ce cas, l'équation de diffusion constitue une très bonne approximation de l'équation de transfert du rayonnement (cf. Section 3.2.1) et le flux radiatif peut s'écrire :

$$\vec{F_{\rm rad}} = -\frac{4ac}{3\kappa_{\rm R}\rho}\, T^3\, \vec{\nabla} T = -K\, \vec{\nabla} T \ , \tag{6.5}$$

où a est la constante de densité de radiation (qui vaut, en unités c.g.s., $7.5657\ 10^{-15}$ erg cm^{-3} K^{-4}, c est la vitesse de la lumière et $\kappa_{\rm R}$ l'opacité moyenne de Rosseland du gaz (cf. section 3.2.1, équation (3.41)). Par la suite, le flux radiatif sera simplement noté F.

6.2.3 Equations d'état

Avec les 6 inconnues que représentent la densité ρ, la pression p, le potentiel gravitationnel ψ, la température T, l'entropie S et la vitesse $\vec{v}$, les 5 équations (6.1) à (6.5) constituent un système encore sous-déterminé : une équation supplémentaire est nécessaire pour pouvoir le résoudre. Cette dernière équation peut être l'une des équations d'état suivantes :

$$p = p\,(\rho, T, \chi_i) \ , \tag{6.6}$$

$$\kappa = \kappa\,(\rho, T, \chi_i) \ , \tag{6.7}$$

$$\epsilon = \epsilon\,(\rho, T, \chi_i) \ , \tag{6.8}$$

qui relient la pression p, l'opacité κ et le taux de réactions nucléaires ϵ à la densité, la température et la composition chimique χ_i.

6.2.4 Structure à l'équilibre

Si l'on considère que l'étoile est dans un état d'équilibre hydrostatique, c'est-à-dire que ses variables de structure sont constantes dans le temps et que le champ de vitesse est nul, alors les équations (6.2) à (6.5) deviennent :

$$\vec{\nabla} p_0 + \rho_0 \vec{\nabla} \psi_0 = \vec{0} \ , \tag{6.9}$$

$$\nabla^2 \psi_0 - 4\pi G \rho_0 = 0 \ , \tag{6.10}$$

$$\rho_0\, \epsilon_{\rm nuc,\,0} - \vec{\nabla} \cdot \vec{F_0} = 0 \ , \tag{6.11}$$

$$\vec{F_0} + \left(\frac{4ac}{3\kappa\rho}\right)_0 \nabla T_0 = 0 \ . \tag{6.12}$$

où l'indice "$_0$" signifie "à l'équilibre". L'approximation consistant à supposer l'étoile en équilibre hydrostatique à un instant donné est tout à fait valable en comparaison de sa

durée de vie totale. En outre, en dehors de ses phases de contraction gravitationnelle, l'équilibre énergétique est respecté.
Dans le cas d'un système à symétrie sphérique, c'est-à-dire où l'on néglige la rotation, le champ magnétique, etc. et donc où la structure n'est pas considérée comme déformée par les forces inertielles (Coriolis, entraînement), une seule des trois coordonnées sphériques (r, θ, *phi*) est nécessaire pour le décrire, à savoir la distance au centre r. Cela simplifie grandement les équations (6.9) à (6.12).

Remarque : désormais, nous ôterons l'indice "$_0$" des équations afin d'en alléger l'écriture.

L'équation (6.9) devient l'équation de l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r} = -\rho g = \rho \frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}r} = -\rho \frac{G m_r}{r^2}, \tag{6.13}$$

où m_r est la masse comprise dans la sphère de rayon r.
L'équation (6.10) devient l'équation de la masse d'une couche d'épaisseur dr :

$$\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}r} = 4\pi r^2 \rho. \tag{6.14}$$

L'équation (6.11) demeure l'équation de conservation de l'énergie, sous une forme simplifiée :

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}r} = 4\pi r^2 \rho \epsilon, \tag{6.15}$$

où $L = 4\pi r^2 F$ est la luminosité radiative émanant de la sphère de rayon r.
Enfin, l'équation (6.12) devient l'équation de la diffusion dans une zone radiative :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = \frac{3\kappa\rho L_\mathrm{R}}{16\pi r^2 a c T^3}. \tag{6.16}$$

La résolution de ces équations mène à la solution dite "non-perturbée" du système, sous réserve d'en préciser les conditions aux limites.

6.2.5 Conditions aux limites

Dans le cadre de la résolution du système d'équations présenté précédemment, il est nécessaire d'imposer des conditions aux limites (C.L.). Ces C.L. peuvent être de deux types : "naturelles", à la surface de l'étoile, et "artificielles", au centre de l'étoile. Le caractère "artificiel" des C.L. au centre de l'étoile découle de l'utilisation d'un système de coordonnées sphériques singulier à cet endroit précis. Ces C.L. artificielles sont les suivantes : $L(r = 0) = 0$ et $m(r = 0) = 0$. La surface de l'étoile correspond, comme nous

l'avons vu dans le chapitre 3, à la photosphère stellaire. Est alors considérée comme zone interne de l'étoile la zone comprise entre le centre et la photosphère (ou sub-photosphère) et comme atmosphère la zone comprise entre la (sub-)photosphère et le milieu interstellaire. Les C.L. naturelles "de surface" sont données par le raccord continu avec le modèle d'atmosphère utilisé. En particulier, si l'atmosphère est décrite par une loi de température de la forme

$$T(\tau) = \left[\frac{3}{4}(\tau + \frac{2}{3})\right]^{1/4} T_{\rm eff}$$

(cf. Section 3.2.1, équation (3.43)) et si l'on suppose une opacité constante dans l'atmosphère (opacité moyenne de Rosseland, $\kappa_{\rm R}$), alors les C.L. (à $\tau = 3/3$) suivantes pourront être adoptées :

$$\begin{aligned} p &= \frac{2}{3}\frac{G\,M}{\kappa_{\rm R}\,R^2}\,, \\ T &= T_{\rm eff}\,, \\ L &= 4\pi R^2\,\sigma\,T_{\rm eff}^4\,, \end{aligned} \tag{6.17}$$

où $T_{\rm eff}$ est la température effective de l'étoile, L sa luminosité, M sa masse, R son rayon. Notons que les C.L. données ici à titre d'exemple sont très approximatives et qu'en pratique, on procède à un traitement beaucoup plus rigoureux.

6.2.6 Les échelles de temps caractéristiques

Il est possible d'estimer les échelles de temps des phénomènes physiques principaux survenant dans les étoiles via des considérations physiques simplifiées. En particulier, certaines de ces échelles de temps revêtiront un intérêt tout particulier dans la théorie des oscillations stellaires développée dans les sections suivantes.

Le temps dynamique : L'échelle de temps dynamique (aussi appelée directement "temps dynamique") correspond à l'échelle de temps qu'il faudrait à l'étoile pour réagir à la rupture d'équilibre entre les forces de gravité et de pression qui, en temps "normal", la maintiennent en équilibre hydrostatique, jusqu'au rétablissement de cet équilibre. Elle est définie par :

$$\tau_{\rm dyn} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \approx \frac{1}{\sqrt{G\,\overline{\rho}}}\,, \tag{6.18}$$

où $\overline{\rho}$ est la densité moyenne de l'étoile. La dépendance de $\tau_{\rm dyn}$ en la densité moyenne en fait une échelle de temps dépendant fortement du type d'étoile considérée, allant de quelques millisecondes pour une étoile à neutrons, jusqu'à plusieurs années dans le cas d'une étoile supergéante. L'échelle de temps dynamique sera d'un intérêt tout particulier dans la théories des oscillations stellaires. En effet, ces dernières sont des phénomènes

dynamiques. La période de pulsation du mode fondamental y est de l'ordre de l'échelle de temps dynamique.

Le temps de Kelvin-Helmoltz : L'échelle de temps de Kelvin-Helmholtz (ou "temps de Kelvin-Helmoltz") correspond au temps caractéristique de refroidissement global d'une étoile dans le cas où l'équilibre thermique résultant de la compensation entre le taux de production d'énergie par les réactions nucléaires et le taux de perte d'énergie par rayonnement serait rompu par un arrêt brutal des réactions nucléaires au centre de l'étoile. L'énergie de rayonnement viendrait alors directement de son énergie interne totale. Le temps de Kelvin-Helmoltz s'écrit :

$$\tau_{\rm KH} = \frac{GM^2}{2LR} \, . \tag{6.19}$$

En particulier, on peut écrire :

$$\tau_{\rm KH} \approx \frac{\int_0^M \frac{Gm}{r} \, {\rm d}m}{L} \approx \frac{\int_0^M u \, {\rm d}m}{L} \approx \frac{u \, M}{L} \, , \tag{6.20}$$

où l'égalité $\int_0^M \frac{Gm}{R} \, {\rm d}m = 2 \int_0^M u \, {\rm d}m$ découle de l'application du théorème du Viriel. Par ailleurs, la chaleur échangée par unité de masse pendant un cycle d'oscillation est estimée à :

$$|\, {\rm d}q \,| \approx \frac{L \, \tau_{\rm dyn}}{M} \, . \tag{6.21}$$

On a donc, d'une part $\tau_{\rm dyn} \approx \frac{|\, {\rm d}q \,| \, M}{L}$ et d'autre part $\tau_{\rm KH} \approx \frac{u \, M}{L}$. Or, l'échelle de temps dynamique est beaucoup plus courte que l'échelle de temps thermique : $\tau_{\rm dyn} \ll \tau_{\rm KH}$. On peut donc écrire que :

$$|\, {\rm d}q \,| = |T \, {\rm d}S \,| \ll u \quad \text{soit} \quad \frac{|\, {\rm d}q \,|}{c_{\rm v} \, T} = \frac{{\rm d}S}{c_{\rm v}} \ll 1 \, , \tag{6.22}$$

où $c_{\rm v}$ est la chaleur spécifique à volume constant du gaz de température T. Cela signifie que pendant un cycle d'oscillation (phénomène dynamique), les échanges de chaleur (phénomènes thermiques) du gaz sont négligeables. Dans la majeure partie de l'étoile, les oscillations sont donc adiabatiques et on peut écrire $\delta S \simeq 0$. Cette approximation sera reprise dans la section 6.4 et permettra une simplification des équations des oscillations stellaires.

Le temps de relaxation thermique : L'échelle de temps de relaxation thermique (aussi appelée "temps de relaxation thermique") correspond au temps qu'il faudrait à une couche stellaire dont la seule source de rayonnement serait d'origine thermique pour retrouver un

équilibre thermique. C'est en quelque sorte une application locale de l'échelle de temps de Kelvin-Helmholtz. Elle est définie, pour chaque couche stellaire, par :

$$\tau_{\mathrm{th},i} \approx \int_{m_i}^{M} c_{\mathrm{v}} \frac{T}{L} \mathrm{d}m \,, \tag{6.23}$$

l'intégration se faisant entre la couche de masse m_i et la masse totale de l'étoile M. Cette échelle de temps est très grande au centre de l'étoile et décroît pour des couches de rayon croissant (les bornes d'intégration se rapprochant).

Remarque importante : La région dans laquelle $\tau_{\mathrm{th},i}$ est de l'ordre de grandeur de τ_{dyn} est appelée région de transition et joue un rôle tout particulier dans la théorie des pulsations stellaires. Nous reviendrons sur ce point dans la Section 6.5.2.

Le temps nucléaire : L'échelle de temps nucléaire (ou "temps nucléaire") définit le temps nécessaire à une étoile de la séquence principale, de luminosité L, dont une fraction Q de la masse peut prendre part aux réactions nucléaires (généralement moins de 10%), pour convertir ϵ_H% de son hydrogène central en énergie (environ 0.7%). Elle s'écrit :

$$\tau_{\mathrm{nuc}} \equiv \frac{\epsilon_H Q M c^2}{L} \,. \tag{6.24}$$

L'ordre de grandeur de cette échelle de temps est bien plus grand que les autres, de l'ordre de 10 milliards d'années pour le Soleil. Notons que l'échelle de temps nucléaire est bien plus longue que l'échelle de temps de Kelvin-Helmoltz : cela implique que les variations de composition chimique peuvent être négligées lors de l'étude des phénomènes thermiques, et *a fortiori* lors de l'étude des phénomènes dynamiques telles que les oscillations stellaires ($\tau_{\mathrm{nuc}} \gg \tau_{\mathrm{KH}} \gg \tau_{\mathrm{dyn}}$).

6.3 Les équations des oscillations stellaires

6.3.1 Théorie des petites perturbations

Dans la réalité d'une étoile pulsante, la situation d'équilibre hydrostatique n'est pas réalisée. En effet, les variables de structure faisant l'objet des équations présentées dans les sections 6.2.1 à 6.2.4 varient périodiquement autour de leur valeur à l'équilibre. Ces oscillations stellaires sont généralement d'amplitude suffisamment faible pour pouvoir être traitées comme des petites perturbations autour de la position d'équilibre hydrostatique de l'étoile. Cela permet de simplifier les équations couplées non-linéaires aux dérivées partielles décrites précédemment en effectuant, dans chacune d'entre elles, un développement de Taylor dans lequel seuls les termes perturbatifs du premier ordre sont conservés. On parle alors de linéarisation.

6.3.2 Les formalismes eulérien et lagrangien

L'introduction d'un terme perturbatif dans une équation peut se faire selon deux formalismes : le formalisme eulérien et le formalisme lagrangien. Soit f une quantité quelconque qui subit des perturbations.
Dans le formalisme eulérien, les variations de f autour de la quantité non perturbée $f_0(\vec{r})$ sont étudiées en se plaçant en un point $\vec{r}$ fixe de l'espace :

$$f(\vec{r},\, t) = f_0(\vec{r}) + f'(\vec{r},\, t)\,, \tag{6.25}$$

où $f'(\vec{r},\, t)$ représente la perturbation eulérienne.
Dans le formalisme lagrangien, on ne regarde plus les perturbations en un point fixe $\vec{r}$, mais on suit le mouvement d'une particule fluide et on examine les perturbations qu'elle subit. On écrit alors :

$$f(\vec{r},\, t) = f_0(\vec{r_0}) + \delta f(\vec{r},\, t)\,, \tag{6.26}$$

où $\delta f(\vec{r},\, t)$ représente la perturbation lagrangienne, c'est-à-dire la variation de la quantité f lorsque la particule de fluide s'est déplacée de la position d'équilibre $\vec{r_0}$ vers une position $\vec{r}$.

6.3.3 Oscillations non-radiales

La linéarisation des équations (6.1) à (6.5) consiste à remplacer chaque variable par son équivalent avec perturbation, de la forme de l'équation (6.25) ou de l'équation (6.26), selon le formalisme choisi, et de ne conserver que les termes perturbatifs du premier ordre. Notons que les équations (6.13) à (6.16) permettent d'annuler les termes non perturbés des équations ainsi linéarisées. Il reste alors un système d'équations aux dérivées partielles linéaires dont les inconnues sont désormais sous la forme des perturbations eulériennes ou lagrangiennes des grandeurs de structure. Il reste :

$$\rho' + \nabla.(\rho\delta\vec{r}) = \delta\rho + \rho\nabla\cdot\delta\vec{r} = 0\,, \tag{6.27}$$

$$\frac{\partial^2\delta\vec{r}}{\partial t^2} = -\vec{\nabla}\psi' + \frac{\rho'}{\rho^2}\vec{\nabla}p - \frac{\vec{\nabla}p'}{\rho}\,, \tag{6.28}$$

$$\Delta\psi' = 4\pi G\rho'\,, \tag{6.29}$$

$$T\frac{\mathrm{d}\delta S}{\mathrm{d}t} = T\left(\frac{\partial S'}{\partial t} + \vec{v}\cdot\nabla S\right) = \epsilon' + \frac{\rho'}{\rho^2}\vec{\nabla}\cdot\vec{F'} - \frac{\vec{\nabla}\cdot\vec{F}}{\rho}\,, \tag{6.30}$$

$$\vec{F'_{\mathrm{R}}} = \left(3\frac{T'}{T} - \frac{\kappa'}{\kappa} - \frac{\rho'}{\rho}\right)\vec{F_{\mathrm{R}}} - \frac{4acT^3}{3\kappa\rho}\vec{\nabla}T'. \tag{6.31}$$

$\delta\vec{r}$ est le vecteur déplacement lagrangien

Séparation des variables

Dans le cadre où la rotation et le champ magnétique sont négligés, l'étoile est, comme nous l'avons vu précédemment, considérée comme étant de symétrie sphérique. La seule variable pertinente pour décrire les coefficients des équations (6.27) à (6.31), qui sont des fonctions des quantités non perturbées, est la variable radiale r. Dans ce cas, il est possible de séparer les variables $r,\ \theta,\ \phi$ et t du système précédent et d'écrire les quantités perturbées sous la forme :

$$f'_{n\ell m}(r,\theta,\phi,t) = f'_{n\ell}(r)\, Y_\ell^m(\theta,\phi)\, \mathrm{e}^{i\sigma_{n\ell}t} \text{ (formalisme eulérien)} \tag{6.32}$$

ou

$$\delta f_{n\ell m}(r,\theta,\phi,t) = \delta f_{n\ell}(r)\, Y_\ell^m(\theta,\phi)\, \mathrm{e}^{i\sigma_{n\ell}t} \text{ (formalisme lagrangien)} \tag{6.33}$$

où $\sigma_{n\ell}$ est la fréquence angulaire (constante) d'oscillation, et $Y_\ell^m(\theta,\phi)$ est une harmonique sphérique décrivant la dépendance angulaire de l'oscillation.

Les harmoniques sphériques représentent une famille infinie de fonctions définies sur une sphère par :

$$Y_\ell^m(\theta,\phi) = (-1)^m \sqrt{\frac{(2\ell+1)\,(\ell-|m|)!}{4\pi\,(\ell+|m|)!}}\, P_\ell^{|m|}(\cos\theta)\mathrm{e}^{im\phi}\ , \tag{6.34}$$

où $P_\ell^{|m|}$ est une fonction associée de Legendre. Ces fonctions sont les fonctions propres de l'opérateur de Legendre $\mathcal{L}^2$

$$\mathcal{L}^2 Y_\ell^m(\theta,\phi) = \ell(\ell+1) Y_\ell^m(\theta,\phi)\ .$$

Le vecteur déplacement lagrangien $\delta\vec{r}$, défini sur la base orthonormale $(\vec{e_r},\vec{e_\theta},\vec{e_\phi})$, s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\delta\vec{r} &= \left(\xi_r(r)\vec{e_r} + \xi_\theta(r,\theta)\vec{e_\theta} + \xi_\phi(r,\theta,\phi)\vec{e_\phi}\right) Y_\ell^m(\theta,\phi) e^{i\sigma t} \\ &= \left(\xi_r(r)\vec{e_r} + \xi_h(r)\frac{\partial}{\partial\theta}\vec{e_\theta} + \xi_h(r)\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\phi}\vec{e_\phi}\right) Y_\ell^m(\theta,\phi) e^{i\sigma t}\ ,\end{aligned} \tag{6.35}$$

où $\xi_h(r)$ est la composante horizontale du vecteur déplacement lagrangien telle que

$$\xi_h(r) = \frac{1}{\sigma^2 r}\left(\frac{p'}{\rho} + \psi'\right)\ . \tag{6.36}$$

La forme des perturbations écrites dans les équations (6.32) et (6.33) constituent un mode "normal" du système d'équations des oscillations, caractérisé par la fréquence

propre $\sigma_{n\ell}$ et le vecteur propre $f'_{n\ell}(r)$ (ou $\delta f_{n\ell}(r)$). L'entier positif n est appelé ordre radial. Dans le cas des oscillations stellaires, il représente le nombre de nœuds du mode d'oscillation dans la direction radiale, du centre à la surface. ℓ et m sont les deux indices non-radiaux. Le degré ℓ est un entier positif ou nul représentant le nombre de lignes nodales à la surface de l'étoile. L'ordre azimutal m est un entier relatif tel que $-\ell \leq m \leq \ell$, correspondant au nombre de lignes nodales qui coupent l'équateur, c'est-à-dire le nombre de méridiens. Notons que le signe de m indique le sens de propagation de l'onde à la surface stellaire : horaire ou anti-horaire. La figure 6.1 montre quelques exemples d'harmoniques sphériques.

Remarques importantes :

- en l'absence de rotation et de champ magnétique, c'est-à-dire dans le cadre de la symétrie sphérique, $\sigma_{n\ell}$ et $f'_{n\ell}(r)$ ne dépendent pas de m et sont donc dégénérés $(2\ell + 1)$ fois. Comme nous le verrons dans la section 6.4.4, cette dégénérescence pourra être levée en présence de rotation ;
- les pulsations dites "radiales" sont un cas particulier des oscillations non-radiales (qui dépendent de θ et ϕ) pour lesquelles $\ell = 0$. Dans ce cas, $Y_0^0(\theta, \phi)$ est une constante et les perturbations ne dépendent plus que de r et du temps t : $f'_{n\ell m}(r, \theta, \phi, t) = f'_{n\ell}(r)\, Y_0^0(\theta, \phi)\, \mathrm{e}^{i\sigma_{n\ell}t}$.

La solution générale du système d'équations linéaires s'obtient par combinaison linéaire des modes propres de fréquence propre $\sigma_{k\ell}$:

$$f'(r, \theta, \phi, t) = \Re\left(\sum_{n,\ell,m} A_{n\ell m}\, f'_{n\ell}(r)\, Y_\ell^m(\theta, \phi)\, \mathrm{e}^{i\sigma_{n\ell}t}\right), \tag{6.37}$$

où $A_{n\ell m}$ est un coefficient arbitraire lié à l'amplitude du mode d'indices n, ℓ, m et dont la valeur peut être positive ou nulle. Notons qu'en cas de déphasage, $A_{n\ell m}$ est une grandeur complexe.

Les équations d'oscillations

La démarche de séparation des variables permet d'obtenir un système de 6 équations d'oscillations à 6 inconnues ($p'(r)$, $T'(r)$, $\psi'(r)$, $\delta S'(r)$, $\xi_r(r)$ et $F'_r(r)$) dont les fréquences propres et les fonctions propres sont déterminées par résolution du système :

$$\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}r} + \frac{g}{\rho c_s^2}\, p' + (N^2 - \sigma^2)\,\xi_r + \frac{\mathrm{d}\psi'}{\mathrm{d}r} = g\,\nabla_{\mathrm{ad}}\frac{\rho T}{p}\delta S\ , \tag{6.38}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r^2\xi_r\right) + \frac{1}{\Gamma_1}\frac{\mathrm{d}\ln p}{\mathrm{d}r}\xi_r + \left(1 - \frac{L_\ell^2}{\sigma^2}\right)\frac{p'}{\rho c_s^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{\sigma^2 r^2}\,\psi' = \nabla_{\mathrm{ad}}\,\frac{\rho T}{p}\,\delta S\ , \tag{6.39}$$

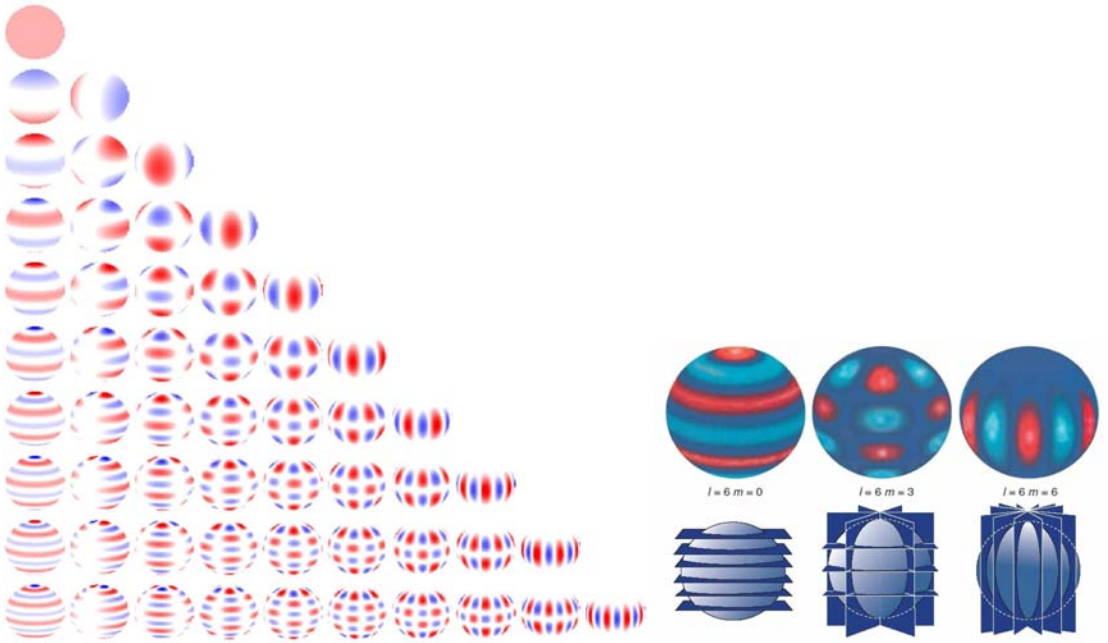


FIGURE 6.1 – A gauche : Illustration d'harmoniques sphériques pour $0 \leq \ell \leq 10$ (de haut en bas) et $0 \leq m \leq +\ell$ (de gauche à droite). **A droite :** zoom sur les harmoniques sphériques Y_6^0, Y_6^3 et Y_6^m. Pour ces trois exemples, les zones en rouge représentent des "creux" à la surface stellaire (harmoniques sphériques négatives) et les zones en bleu représentent des "bosses" (harmoniques sphériques positives). Notons que le code de couleur entre les figures de gauche et de droite est inversé. Graphiques extraits de la thèse de M. Bouabid (2011) et de la thèse de V. Van Grootel (2008).

$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r^2\frac{\mathrm{d}\psi'}{\mathrm{d}r}\right) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2}\psi' - 4\pi G\rho\left(\frac{p'}{\rho c_s^2} + \frac{N^2}{g}\xi_r\right) = -4\pi G\nabla_{\mathrm{ad}}\frac{\rho^2 T}{p}\delta S \ , \tag{6.40}$$

$$K\frac{\mathrm{d}T'}{\mathrm{d}r} = -F_r' - K'\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} \ , \tag{6.41}$$

$$i\sigma\rho T\,\delta S = (\rho\epsilon_{\mathrm{N}})' - \frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r^2F_r'\right) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2}KT' \ , \tag{6.42}$$

$$\frac{\delta T}{T} = \nabla_{\mathrm{ad}}\frac{\delta p}{p} + \frac{\delta S}{c_{\mathrm{p}}} \ , \tag{6.43}$$

où, par simplification, $\sigma_{n\ell}$ a été notée σ et, comme dans les équations (6.13) à (6.16), les indices "$_0$" n'apparaissent plus bien que ρ, p, T, etc. soient des quantités à l'équilibre (lorsqu'elles ne sont pas associées à un $'$). K est défini dans l'équation (6.5) par $K = \frac{4acT^3}{3\kappa_{\mathrm{R}}\rho}$. Les équations (6.41) et (6.42) sont vraies dans une zone radiative. Nous n'avons pas écrit ici les équations relatives aux grandeurs convectives. Mentionnons néanmoins que celles-ci sont traitées dans le cadre de l'approximation de la "convection gelée". F_r' est la

composante radiale de la perturbation du flux radiatif. c_s est la vitesse adiabatique locale du son, définie par :

$$c_s^2 = \frac{\Gamma_1 p}{\rho} \, . \tag{6.44}$$

Γ_1 est le coefficient thermodynamique adiabatique défini par :

$$\Gamma_1 = \left. \frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho} \right|_S \, . \tag{6.45}$$

$$\nabla_{\rm ad} = \left. \frac{\partial \ln T}{\partial \ln p} \right|_S^{-1} \, . \tag{6.46}$$

Enfin, $c_{\rm p}$ est la chaleur spécifique à pression constante :

$$c_{\rm p} = \left. \frac{\partial H}{\partial T} \right|_p , \tag{6.47}$$

où H est l'enthalpie interne du milieu.

D'autre part, les quantités L_ℓ et N qui apparaissent dans les équations (6.38), (6.39) et (6.40) sont respectivement la fréquence de Lamb et la fréquence de Brunt-Väisälä. Nous verrons dans la section 6.4.1 que ces deux fréquences sont importantes dans la détermination des régimes fréquentiels des différents types de pulsations stellaires selon la nature de leur force de rappel.
La fréquence de Lamb est une fréquence acoustique définie par :

$$L_\ell^2 = \frac{\ell(\ell+1)\, c_s^2}{r^2} \, . \tag{6.48}$$

La fréquence de Brunt-Väisälä est la fréquence d'une bulle de gaz oscillant verticalement autour de sa position d'équilibre sous l'effet de la force d'Archimède. Elle s'écrit :

$$N^2 = \frac{Gm}{r^2} \left(\frac{1}{\Gamma_1} \frac{{\rm d} \ln p}{{\rm d}r} - \frac{{\rm d} \ln \rho}{{\rm d}r} \right) \, . \tag{6.49}$$

Elle peut aussi s'exprimer en fonction du gradient de température (∇), du gradient adiabatique ($\nabla_{\rm ad}$) ($\nabla_{\rm ad} - \nabla$ est appelé gradient super-adiabatique) et de ∇_μ, le gradient de poids moléculaire moyen μ, dans l'approximation pour un gaz parfait :

$$N^2 \simeq \frac{\rho\, g^2}{p} \left(\nabla_{\rm ad} - \nabla + \nabla_\mu \right) \, , \tag{6.50}$$

où χ_T et χ_ρ sont les facteurs de compressibilité du gaz à température et à masse volumique constantes, respectivement.

Notons que, par la présence du terme imaginaire dans l'équation (6.42), les 6 inconnues du système sont des quantités complexes. La description des oscillations stellaires passe donc par la résolution du système des 6 équations différentielles couplées linéaires complexes (6.38) à (6.43). Cette résolution peut être simplifiée en utilisant l'approximation dite "approximation adiabatique".

6.4 Approximation adiabatique

Comme nous l'avons vu dans la section 6.2.6, pendant un cycle d'oscillations les échanges de chaleur du gaz sont négligeables par rapport à son énergie interne. On peut donc négliger les transferts d'énergie entre l'énergie interne du gaz et l'énergie cinétique des oscillations, ce qui constitue l'approximation adiabatique. L'équation de conservation de l'énergie devient alors $\delta S = 0$. Il en découle la relation suivante entre les variations de densité et de pression :

$$\frac{\delta p}{p} = \Gamma_1 \frac{\delta \rho}{\rho} \quad \text{ou} \quad \delta p = c_s^2 \, \delta \rho \, . \tag{6.51}$$

6.4.1 Les équations

On impose donc $\delta S = 0$ dans le système d'équations (6.38) à (6.43). Seules les équations (6.38) à (6.40) sont conservées, dans lesquelles on utilise l'équation (6.51) pour éliminer le terme ρ'. Il reste donc les 3 équations à 3 inconnues suivantes :

$$\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}r} + \frac{g}{\rho c_s^2} p' + \frac{\mathrm{d}\psi'}{\mathrm{d}r} = (\sigma^2 - N^2)\xi_r \, , \tag{6.52}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r^2 \xi_r\right) + \frac{1}{\Gamma_1}\frac{\mathrm{d}\ln p}{\mathrm{d}r}\,\xi_r + \left(1 - \frac{p'}{\rho c_s^2}\,\frac{L_\ell^2}{\omega^2}\right) - \frac{\ell(\ell+1)}{\sigma^2 r^2}\psi' = 0, \tag{6.53}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r^2 \frac{\mathrm{d}\psi'}{\mathrm{d}r}\right) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2}\psi' = 4\pi G \rho \left(\frac{p'}{\rho c_s^2} + \frac{N^2}{g}\,\xi_r\right) . \tag{6.54}$$

Les 3 inconnues restantes ξ_r, p' et ψ' étant réelles dans ce cas, aucune information sur l'excitabilité ou la stabilité des modes ne subsiste. La résolution des équations d'oscillations dans le cadre de l'approximation adiabatique permet donc uniquement d'évaluer les fréquences propres $\sigma_{k\ell}$ et les fonctions propres associées aux modes d'oscillation.
Les deux premières équations différentielles étant du premier ordre et la dernière du second ordre, elles sont équivalentes à une seule équation du quatrième ordre contrainte par 4 conditions aux limites : deux en surface et deux au centre. Ces C.L. sont les suivantes :

– au centre :

$$\frac{\mathrm{d}\psi'}{\mathrm{d}r} - \frac{\ell\psi'}{r} = 0 \quad \text{et} \quad \xi_r - \frac{\ell}{\sigma^2 r}\left(\frac{p'}{\rho} + \psi'\right) = 0 \tag{6.55}$$

– à la surface :

$$\frac{\mathrm{d}\psi'}{\mathrm{d}r} + \frac{(\ell+1)\,\psi'}{r} = 0 \quad \text{et} \quad \xi_r = \frac{p'}{g\,\rho} \tag{6.56}$$

Approximation de Cowling

Si l'on néglige la perturbation du potentiel gravitationnel ($\psi' = 0$), les équations (6.52) à (6.54) se trouvent encore simplifiées et on peut se ramener à un problème aux valeurs propres du deuxième ordre :

$$\frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}r} + \frac{g}{c_s^2}p' = \left(\sigma^2 - N^2\right)\rho\,\xi_r\,, \tag{6.57}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r^2\xi_r\right) - \frac{g}{c^2}\xi_r + \left(1 - \frac{L_\ell^2}{\omega^2}\right)\frac{p'}{\rho c} = 0\,. \tag{6.58}$$

L'approximation de Cowling est particulièrement justifiée dans le cas de modes d'ordre radial n élevé ou de haut degré ℓ.
La combinaison de ces deux équations mène approximativement à :

$$\frac{\mathrm{d}^2\xi_r}{\mathrm{d}r} + K^2(r)\,\xi_r \simeq 0\,, \tag{6.59}$$

qui correspond à l'équation de mouvement d'un oscillateur harmonique de nombre d'onde propre $K(r)$, avec :

$$K^2(r) = \frac{1}{c^2}\left(\sigma^2 - \mathrm{N}^2\right)\left(1 - \frac{\mathrm{L}_\ell^2}{\sigma^2}\right) \tag{6.60}$$

La forme des solutions de l'équation (6.59) dépend du signe de K^2.
Dans la limite asymptotique où la longueur d'onde des oscillations est beaucoup plus petite que les hauteurs d'échelle des grandeurs d'équilibre, et si $K^2(r)$ est positif, les solutions analytiques dont de la forme (onde stationnaire) :

$$\xi_r \propto \cos\left[\left(\int K(r)\mathrm{d}r\right) + C_1\right]\,, \tag{6.61}$$

où C_1 est une constante d'intégration. Pour que $K^2(r)$ soit positif, il faut soit que $\sigma^2 > N^2$ et $\sigma^2 > L_\ell^2$ soit que $\sigma^2 < N^2$ et $\sigma^2 < L_\ell^2$.

Si $K^2(r)$ est négatif, la solution est exponentielle complexe :

$$\xi_r \propto \mathrm{e}^{\left(\int K(r)\mathrm{d}r\right)+C_3}\,, \tag{6.62}$$

où C_3 est une constante d'intégration. Les zones de l'étoile dans lesquelles la solution est exponentielle sont définies par $\sigma^2 < L_\ell^2$ et $\sigma^2 > N^2$ ou par $\sigma^2 > L_\ell^2$ et $\sigma^2 < N^2$.

Bien que l'approximation de Cowling soit une approche simpliste dans le cadre de la résolution des oscillations non-radiales adiabatiques, elle permet néanmoins de déterminer la nature des modes de pulsations. Un mode de pulsation aura un comportement oscillant dans les régions de propagation de l'étoile, définies par $K^2(r) > 0$, et un comportement exponentiellement évanescent dans les régions définies par $K^2(r) < 0$. La solution oscillatoire est alors dite "piégée" entre deux régions évanescentes, la zone de réflexion étant définie par $K^2(r) = 0$.

6.4.2 Les modes *p*

Dans le cas où

$$\sigma^2 > N^2 \qquad \text{et} \qquad \sigma^2 > L_\ell^2 \,, \tag{6.63}$$

la cavité de propagation de l'onde est une cavité de modes de pression (on parle alors de modes *p*). Les modes de pression sont analogues à des ondes acoustiques stationnaires dans les étoiles. Ces modes portent ce nom car la force de rappel est due à l'augmentation de pression du gaz lors des phases de compression. Dans le cas des modes *p*, il existe une famille infinie dénombrable de fréquences tendant vers l'infini pour chaque ℓ.
Notons que les fréquences des modes *p* sont généralement très grandes par rapport à *N* ($\sigma \gg N$) ; on peut alors écrire :

$$K^2(r) \simeq \frac{1}{c_s^2}\left(\sigma^2 - L_\ell^2\right) \,. \tag{6.64}$$

L_ℓ^2 diminuant quand *r* augmente (cf. équation (6.48)), les modes *p* se propagent en général dans les régions stellaires superficielles qu'ils permettent donc de sonder. De plus, étant donné que le spectre de fréquences des pulsations des modes *p* dépend du profil de vitesse du son $c_s(r)$, cette dernière peut être sondée via l'analyse des modes *p* par l'astérosismologie. Pour un gaz parfait, on a :

$$c_s(r) = \Gamma_1 \, p(r)/\rho(r) \propto \frac{\Gamma_1 \, T(r)}{\overline{\mu}} \,, \tag{6.65}$$

où $\overline{\mu}$ est le poids moléculaire moyen du gaz (composition chimique). On voit donc que sonder le profil de vitesse du son implique de récolter des informations sur la frontière des zones convectives via le profil de température ou sur la composition chimique.

Dans le cadre de l'approximation asymptotique d'ordre 0 (Tassoul, 1980), la fréquence $\nu_{n,\ell}$ d'un mode *p* d'ordre radial *n* élevé et de bas degré ℓ est donnée par l'expression :

$$\nu_{n,\ell} \simeq \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{1}{4} + \alpha\right)\Delta\nu \,, \tag{6.66}$$

où Δ_ν est la "grande séparation", définie comme l'inverse du double du temps nécessaire au son pour aller du centre à la surface de l'étoile :

$$\Delta\nu = \left(2\int_0^R \frac{\mathrm{d}r}{c}\right)^{-1} . \tag{6.67}$$

Elle est du même ordre de grandeur que l'inverse du temps dynamique ($\Delta\nu \propto \sqrt{\frac{GM}{R^3}}$) et peut donc apporter des informations sur la densité moyenne de l'étoile.
L'expression (6.66) implique une équidistance (nulle à l'ordre 0) entre fréquences de modes d'ordres radiaux consécutifs, à ℓ fixé :

$$\nu_{n,\ell} - \nu_{n-1,\ell} \simeq \Delta\nu = \text{constante} . \tag{6.68}$$

De manière similaire, la "petite séparation" définie par :

$$\delta\nu_{n,\,\ell} = \nu_{n,\ell} - \nu_{n-1,\,\ell+2} \tag{6.69}$$

est sensible à la structure du cœur de l'étoile et permet donc d'apporter une contrainte sur le stade évolutif de l'étoile (c'est-à-dire son âge).

6.4.3 Les modes g

Dans le cas où

$$\sigma^2 < N^2 \qquad \text{et} \qquad \sigma^2 < L_\ell^2 , \tag{6.70}$$

la cavité de propagation de l'onde est une cavité de modes de gravité et la force de rappel en jeu est la force d'Archimède. On parle alors de modes *g*. Les modes *g* se propagent dans les régions profondes (coeur radiatif) des étoiles et présentent des basses fréquences. Dans le cas des modes *g*, il existe une famille infinie dénombrable de fréquences tendant vers zéro pour chaque ℓ. Le spectre de fréquences des modes de gravité dépend de *N*, or l'équation (6.49) indique que la fréquence de Brunt-Väisälä dépend du gradient superadiabatique $\nabla_{\mathrm{ad}} - \nabla$ et du gradient de poids moléculaire moyen ∇_μ. L'analyse des modes *g* par l'astérosismologie permet donc de sonder respectivement les variations de température et la composition chimique. En outre, étant donné que $\nabla_{\mathrm{ad}} - \nabla$ et ∇_μ sont des dérivées, les contraintes sur ces paramètres peuvent être très fines.
Enfin, de la même manière que pour les modes *p*, il existe pour les modes *g* une équidistance, mais cette fois-ci en périodes :

$$\Delta P \cong \frac{2\pi^2}{\sqrt{\ell\,(\ell+1)}\int_{t(t_1}^{r(t_2)} \frac{N}{r}\,\mathrm{d}r} . \tag{6.71}$$

6.4.4 Impact de la rotation

Les développements effectués jusqu'à présent dans ce chapitre se basent notamment sur l'hypothèse d'une étoile à symétrie sphérique. Cette hypothèse est possible si l'on néglige les effets dus à la rotation ou au champ magnétique. Qu'en est-il si, comme c'est généralement le cas, l'étoile tourne sur elle-même ?

Les effets dus à la rotation sont généralement intégrés *a posteriori* comme de faibles perturbations des solutions non-perturbées, sous l'hypothèse d'une rotation suffisamment lente pour ne pas modifier la forme et la structure de l'étoile et ainsi conserver la validité des calculs présentés dans les sections précédentes. Une approche perturbative similaire à celle exposée précédemment est adoptée pour évaluer les effets de la rotation : $\sigma = \sigma^{(0)} + \sigma^{(1)}$, où σ est la fréquence propre et l'exposant $^{(0)}$ indique la solution sans rotation tandis que l'exposant $^{(1)}$ en représente la perturbation).
Comme nous l'avions déjà évoqué dans la section 6.3.3, la rotation va permettre une levée de dégénérescence sur les modes propres d'oscillation en introduisant une dépendance de la fréquence propre σ ($\sigma_{k,\ell}$ pour être précis) sur l'ordre azimutal m. Si l'on considère une étoile en rotation à symétrie sphérique, c'est-à-dire que la vitesse angulaire $\vec{\Omega}$ ne dépend que du rayon r, et plus particulièrement en rotation solide, c'est-à-dire que $\vec{\Omega} = \overrightarrow{\text{constante}}$, alors le terme de perturbation $\sigma^{(1)}$ associé à la fréquence propre s'écrit :

$$\sigma^{(1)} = -m\,\Omega\,(1 - C_{\text{rot}}) = -m\,\Omega\beta\,. \tag{6.72}$$

C_{rot} est le coefficient du premier ordre pour la rotation solide, aussi appelé coefficient de Ledoux.

Notons que cette approche perturbative au premier ordre atteint vite ses limites lorsque la rotation n'est plus négligeable. Ainsi, pour les rotateurs modérés ou rapides, l'approche perturbative doit se faire à un ordre plus élevé ou il des modèles non perturbatifs doivent être considérés.

6.5 Oscillations non-adiabatiques

Dans les couches stellaires proches de la surface, l'échelle de temps de relaxation thermique diminue et ne peut plus être considérée comme bien supérieure à l'échelle de temps dynamique. Dans ces conditions, les échanges de chaleur peuvent être de l'ordre de l'énergie interne du gaz ($|\,\mathrm{d}q\,| \approx u$ et non plus $|\,\mathrm{d}q\,| \ll u$) et l'approximation adiabatique n'est plus valable. De plus, comme nous l'avons vu, l'approximation adiabatique permet de déterminer la région de propagation des oscillations stellaires et les fréquences des modes de pulsations possibles, mais pas d'obtenir des informations sur la stabilité de ces modes permettant de savoir s'ils pourront être observés ou pas. Pour savoir quels

modes seront excités, une modélisation non-adiabatique est nécessaire, ce qui implique de résoudre intégralement le système d'équations (6.38) à (6.43) sans faire d'approximation.

6.5.1 Forme des solutions non-adiabatiques

Le système d'équations (6.38) à (6.43) étant composé de 6 équations différentielles complexes (cela vient de l'équation de l'énergie (6.42)), les fonctions propres et fréquences propres associées sont également complexes. En particulier, la fréquence propre de pulsation d'un mode s'écrit $\sigma = \sigma_R + \sigma_I = \sigma_R - i\,\eta$. Considérant cela, les solutions du système peuvent s'écrire sous la forme :

$$\delta X(r,\,t) = \Re\left(\delta X(r)\,\mathrm{e}^{i\,\sigma\,t}\right)\,, \tag{6.73}$$

soit

$$\delta X(r,\,t) = |\delta X(r)|\,\cos\left(\sigma_{\mathrm{R}} t + \phi(r)\right)\mathrm{e}^{\eta\,t}\,, \tag{6.74}$$

où σ_{R} représente la fréquence d'oscillation du mode.
Le terme $\mathrm{e}^{\eta\,t}$ définit, selon le signe de η, l'amortissement ou la croissance de l'amplitude du mode. Si $\eta < 0$, le terme $\mathrm{e}^{\eta t}$ diminue avec le temps et la petite perturbation initiale va être exponentiellement amortie : le mode est dit vibrationnellement stable. En revanche, si $\eta > 0$, l'amplitude de la petite perturbation initiale va croître : le mode est dit vibrationnellement instable. Notons que η représente alors le taux de croissance du mode.

Remarque : l'augmentation de l'amplitude de la perturbation via le terme $\mathrm{e}^{\eta\,t}$ ne semble pas être limitée. En réalité, la croissance d'un mode n'est jamais infinie, des phénomènes non-linéaires venant la contre balancer.

6.5.2 L'intégrale de travail

La modulation particulière de l'énergie totale au cours d'un cycle d'oscillation va déterminer l'excitation ou l'amortissement du mode correspondant. Pour un mode donné, le travail effectué (par unité de masse) localement au cours d'un cycle de pulsation s'écrit :

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}M_r} = \oint_{\mathrm{cycle}} \mathrm{d}Q = \oint_{\mathrm{cycle}} T\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}t\,. \tag{6.75}$$

Dans le cas d'une oscillation strictement périodique, c'est-à-dire qu'un retour à l'état initial est réalisé à chaque cycle, l'équation précédente devient :

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}M_r} &= \oint_{\mathrm{cycle}} \delta T\frac{\mathrm{d}\delta S}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}t = \oint_{\mathrm{cycle}} \frac{\delta T}{T}\delta\left(\epsilon_N - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}\cdot\vec{F_R}\right)\\ &= \frac{\pi}{\sigma_R}\mathrm{Re}\left\{\frac{\delta T^*}{T}\left[\delta\epsilon_N - \delta\left(\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}\cdot\vec{F_R}\right)\right]\right\}\,.\end{aligned} \tag{6.76}$$

C'est le signe de $\mathrm{d}W/\mathrm{d}M_r$ qui va déterminer l'effet stabilisateur ou déstabilisateur d'une région de l'étoile. Si $\mathrm{d}W/\mathrm{d}M_r < 0$, cela signifie que la région perd de l'énergie au cours d'un cycle. Pour contrer cette perte, de l'énergie sera prélevée à l'énergie cinétique du mode de pulsation, ce qui provoquera à terme l'amortissement du mode (diminution de son amplitude). Les régions où $\mathrm{d}W/\mathrm{d}M_r < 0$ sont donc des régions d'amortissement. Au contraire, si $\mathrm{d}W/\mathrm{d}M_r < 0$, le surplus d'énergie acquis au cours du cycle pourra être transféré à l'énergie cinétique du mode, augmentant ainsi son amplitude. Les régions où $\mathrm{d}W/\mathrm{d}M_r > 0$ sont donc des régions d'excitation. En particulier, pour qu'un mode soit vibrationnellement instable, il faut, comme dans tout cycle moteur, que le gaz emmagasine de la chaleur pendant la phase chaude du cycle oscillation et la restitue lors de la phase froide (tel un cycle de Carnot).

Notons que les régions ayant le plus de poids, dans l'excitation comme dans l'amortissement, sont les régions dites "de transition" où le temps de relaxation thermique $\tau_{\mathrm{th},i}$ (cf. section 6.2.6) est comparable à la période de pulsation. En outre, pour qu'un mode puisse être déstabilisé, il faut également que l'amplitude de la fonction propre de la pression soit grande et que son gradient en fonction du rayon soit faible dans la région d'excitation du mode (cf. par exemple Pamyatnykh 1999).

L'intégrale de toutes les contributions locales $\mathrm{d}W/\mathrm{d}M_r$ au travail va permettre de déterminer la stabilité ou l'excitabilité globale d'un mode. Cette intégrale s'appelle l'intégrale de travail et s'écrit :

$$W = \int_0^M \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}M_r}\mathrm{d}M_r. \tag{6.77}$$

Si l'intégrale de travail est positive, cela signifie que l'excitation domine sur l'amortissement et le mode est globalement excité. Au contraire, si $W < 0$, la dissipation d'énergie domine sur l'excitation et le mode est globalement stable.

6.5.3 Les différents types de mécanisme d'excitation

Le mécanisme κ

Le mécanisme κ fait intervenir une zone d'ionisation partielle dans le piégeage de la chaleur à la phase chaude. En effet, une zone d'ionisation partielle engendre la présence d'un pic d'opacité. Or, pendant la phase de compression (ρ et T augmentent ; d'où le terme de "phase chaude"), le gaz situé au niveau du bord interne du pic d'opacité voit la température augmenter et l'opacité diminuer, ce qui laisse entrer la chaleur. Le gaz situé au niveau du bord externe du pic d'opacité voit lui son opacité augmenter, ce qui empêche la chaleur de sortir. Pendant la phase chaude, un apport de chaleur est donc réalisé au niveau du pic d'opacité. Inversement, pendant la phase froide (dilatation), le gaz au niveau du bord interne du pic d'opacité voit sa température diminuer et son opacité augmenter (la

chaleur ne peut pas entrer) et le gaz situé au niveau du bord externe du pic d'opacité voit sa température diminuer ainsi que son opacité : la chaleur peut donc sortir pendant la phase froide. Il y a donc bien un cycle moteur typique au niveau d'un pic d'opacité et l'énergie mécanique alimentant le mode de pulsation peut s'écrire :

$$\Delta E_{\text{méca}} = Q_{\text{reçue}} - Q_{\text{perdue}} \tag{6.78}$$

En outre, pour une excitation efficace due au mécanisme κ, le pic d'opacité doit se trouver au niveau de la zone de transition (cf. section 6.5.2).

Les principaux groupes d'étoiles variables concernées par le mécanisme κ sont :
- mécanisme κ dans la zone de seconde ionisation de l'He : les céphéides, les RR Lyrae, les δ Scuti, etc. ;
- mécanisme κ au niveau du pic d'opacité du Fe (transitions électroniques à partir de la couche M) : les étoiles de la séquence principale, les β Cephei, les SPB, les SdB, etc.

Le mécanisme d'excitation stochastique

L'excitation stochastique des modes est le mécanisme observé dans le Soleil. Pour cette raison, les oscillations associées peuvent être appelées "oscillations de type solaire". Dans le cas de l'excitation stochastique, le terme η de l'équation (6.74) est négatif et les oscillations sont amorties. Ce sont en fait les mouvements convectifs turbulents au sommet de l'enveloppe convective qui créent un forçage stochastique et injectent de la puissance excitatrice dans les modes acoustiques, entretenant ainsi les oscillations. Les fréquences de ces modes sont élevées et leurs amplitudes généralement basses.
Les étoiles concernées par le mécanisme d'excitation stochastique sont le Soleil, certaines étoiles de type solaire ou les géantes rouges.

Autres types de mécanismes d'excitation

Le mécanisme ϵ : Le mécanisme ϵ est dû au brûlage nucléaire. Il est associé au terme $\delta\epsilon_N$ de l'équation (6.76), c'est-à-dire la variation du taux de génération d'énergie nucléaire en fonction des changements de température et de densité du gaz. Il est montré que la contribution du mécanisme ϵ est toujours positive, c'est-à-dire qu'il tend systématiquement à déstabiliser les modes.

Les mécanismes de blocage et excitation convectifs : Dans certains types d'étoiles variables telles que les naines blanches de type ZZ Ceti et les étoiles de type γ Doradus, le piégeage de la chaleur produisant les oscillations a lieu aux alentours de la base de leur

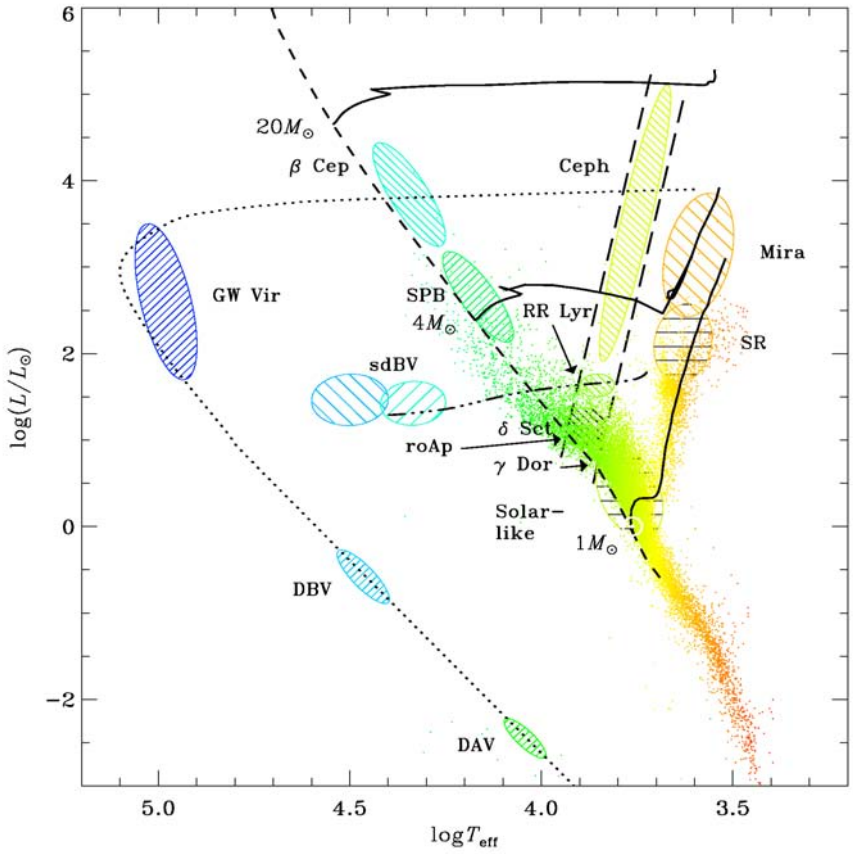


FIGURE 6.2 – Position des différents types d'étoiles variables dans le diagramme HR. Graphique extrait de la thèse de V. Van Grootel, inspiré d'un graphique du cours de J. Christensen-Dalsgaard (2003).

enveloppe convective. On parle alors d'excitation convective (naines blanches) ou de blocage convectif (γ Doradus). Les étoiles concernées par ce type de mécanisme d'excitation sont les γ Dor, les naines blanches, etc.

Positions des étoiles pulsantes dans le diagramme HR

La figure 6.2 indique la position des principaux types d'étoiles pulsantes dans le diagramme HR. Les RR Lyrae et les céphéides y délimitent une bande assez étroite appelée bande d'instabilité classique. Le groupe des variables pulsantes de type δ Scuti se trouve dans le prolongement de cette bande d'instabilité. Ce groupe est d'un intérêt particulier dans l'étude des étoiles Ae de Herbig pulsantes étant donné que la bande d'instabilité

PMS se trouve dans la même zone du diagramme HR (voir section 1.1.3 et Figure 1.2).

6.6 Observation des oscillations

La mesure des oscillations stellaires dont la théorie est décrite dans les chapitres précédents peut se faire via différentes techniques d'observation, à savoir la photométrie et la spectroscopie, qui ne donnent pas accès aux mêmes informations.

Si le mode est radial ($\ell = 0$), les perturbations relatives aux oscillations ne dépendent que du rayon r : l'étoile voit son rayon osciller autour de sa valeur d'équilibre selon la fréquence propre du mode, tout en conservant sa symétrie sphérique. La compression-dilatation (variation du champ de vitesse) du gaz engendre des variations de température, qui elles-mêmes engendrent des variations de flux et donc de luminosité :

$$\frac{\delta L}{L} = 2\,\frac{\delta R}{R} + 4\,\frac{\delta T_{\rm eff}}{T_{\rm eff}}\,. \tag{6.79}$$

Cette variabilité de la luminosité bolométrique pourra être observée directement en photométrie. En terme de spectroscopie, les variations de rayon pourront également s'observer via des variations périodiques de la vitesse radiale de l'étoile, visibles dans les raies spectrales grâce à l'effet Doppler sous la forme d'oscillations de ces raies autour de leur longueur d'onde au repos (c'est-à-dire à l'équilibre).

Si le mode est non-radial ($\ell \neq 0$), la déformation de l'étoile et les variations de luminosité sont plus complexes puisqu'une dépendance angulaire est introduite dans les perturbations par les harmoniques sphériques. Or l'information lumineuse que nous recevons de l'étoile résulte de l'intégration du flux sur le disque stellaire, ce qui semble théoriquement impliquer la perte de l'information angulaire. En pratique, les modes d'oscillations non-radiales peuvent être différenciés.

Si le degré ℓ du mode est bas, à savoir typiquement $\ell \leq 2$ (Watson, 1988; Balona & Dziembowski, 1999; Dupret et al., 2003, 2005), le nombre de lignes nodales est faible et les zones de la surface stellaire subissant le même type de déformation ("creux" ou "bosses") sont assez vastes pour que les variations de luminosité ou de vitesse radiale engendrées par les perturbations qu'elles subissent aient des amplitudes suffisantes pour pouvoir être observées en photométrie ou en spectroscopie, respectivement.

En revanche, dans le cas de modes de degré plus élevé ($\ell \geq 3$), les plus nombreuses lignes nodales divisent la surface stellaire en zone plus petites et la moyenne des contributions oscillatoires des zones d'harmoniques sphériques positives et de leurs homologues négatives va avoir tendance à faire tendre vers zéro l'amplitude de la perturbation de la luminosité ou de la vitesse radiale. Ceci est une vision très simplifiée du problème, qui a été étudié de manière bien plus rigoureuse dans la littérature par Watson (1988), Balona

Type de variables	Type spectral	Classe de luminosité	Périodes typiques	Amplitudes typiques	Type de modes observés
céphéides	F5 - K0	I	1 - 50 jours	≤ 2 mag	radial (grande amplitude)
RR Lyrae	A ou F	II	8 - 12 heures	0.2 - 2 mag (V)	radial (grande amplitude)
type solaire	G	V	2 -15 minutes	1 - 20 cm s^{-1}	p
δ Scuti	**A et F**	**V**	**0.5 - 6 heures**	≤ 1 **mag**	p, **proches du fondamental**
roAp			5.5 - 20 minutes		p (ordre élevé)
γ Doradus	A7 - F5	IV - V	0.3 - 3 jours		g
SPB	B3 - B9	V	0.8 - 3 jours		g
β Cephei	B0 - B3	V	2 - 8 heures	< quelques 10^{ièmes} de mag	proches du fondamental
naines blanches		VII	0.5 - 80 minutes		g
SdB		VI	1 - 10 minutes		proches du fondamental
			0.5 - 3 heures		g
géantes rouges	M	II - III	3 - 30 jours	quelques mag	radiaux + non-radiaux

TABLEAU 6.1 – Caractéristiques des différents types de variables pulsantes visibles dans la Figure 6.2. Rappel sur les classes de luminosités (colonne 3) : classe I = supergéantes ; classe II = géantes lumineuses ; classe III : géantes "normales" ; classe V : naines ; classe VI : sous-naines ; classe VII : naines blanches.

& Dziembowski (1999) et, plus récemment, par Dupret et al. (2003, 2005). En particulier, Dupret et al. (2005) donne l'expression suivante de la variation de magnitude monochromatique d'une étoile pulsant de manière dans un mode non-radial :

$$\begin{aligned} \delta m_\lambda &= -\frac{2.5}{\ln 10}\,\epsilon\, P_\ell^m(\cos i) \times [-(\ell-1)(\ell+2)\,\cos(\sigma t) \\ &\quad + f_{\rm T}\,\cos(\sigma t + \psi_{\rm T})\,(\alpha_{{\rm T}\lambda} + \beta_{{\rm T}\lambda}) \\ &\quad - f_{\rm g}\,\cos(\sigma t)(\alpha_{g\lambda} + \beta_{g\lambda})] \end{aligned} \tag{6.80}$$

où ϵ est le déplacement radial relatif, P_ℓ^m est le polynôme de Legendre de degré ℓ et d'ordre azimutal m associé, i est l'angle d'inclinaison, $b_{\ell\lambda}$ est le facteur de moyennage sur le disque stellaire incluant l'effet de l'assombrissement centre-bord (qui varie en fonction des changements de température et de pression), σ est la fréquence angulaire d'oscillation. Le terme proportionnel à $(\ell-1)(\ell+2)$ représente l'influence de la distorsion stellaire (terme géométrique), le terme proportionnel à $f_{\rm T}$ correspond à l'influence de la variation locale de température effective et le terme proportionnel à $f_{\rm g}$ correspond à l'impact de la variation locale de gravité effective.
La relation 6.80 a permis de montrer qu'entre $\ell = 2$ et $\ell = 3$, l'amplitude relative δm_λ chute, le facteur de moyennage sur la disque $b_{\ell\lambda}$ diminuant fortement entre ces deux valeurs de ℓ. En revanche, pour des valeurs de ℓ plus élevées, cette diminution de l'amplitude des oscillations en fonction de ℓ est moindre car elle est contrebalancée par le terme géométrique T_1. Selon Balona & Dziembowski (1999) et Daszyńska-Daszkiewicz et al. (2006), cela laisse entrevoir la possibilité d'observer des modes de degré ℓ élevé en photométrie, sous réserve que celle-ci soit de très bonne résolution en terme d'amplitude des variations lumineuses. En particulier, (Daszyńska-Daszkiewicz et al., 2006) ont précisé qu'en dessous d'un seuil de détection de 2 mmag (milli-magnitude), les modes sont plus probablement de degré $\ell > 2$.

Les observations faites depuis le sol présentant des seuils de détection limités et ne donnant pas accès à de si faibles amplitudes, le seul moyen d'étudier les oscillations non-radiales de degré $\ell \geq 3$ consiste à effectuer des observations photométriques de haute précision depuis l'espace, ou à analyser, via des observations spectroscopiques de haute-résolution faites depuis le sol, les profils de raies photosphériques élargies par rotation.

- Les satellites CoRoT (Baglin et al., 2006) et Kepler (Borucki et al., 1997; Christensen-Dalsgaard et al., 2008) ont, par exemple, récemment permis d'accéder à des amplitudes de variations lumineuse encore jamais atteinte, de l'ordre de quelques μmag. Une telle précision à permis de détecter dans certaines étoiles des centaines de fréquences de pulsations, associées, dans certains cas, à des degrés ℓ allant jusquà 14 (voir par exemple Poretti et al. 2009; García Hernández et al. 2009 ou Chapellier et al. 2011, pour des des analyses astérosismiques effectuées à partir de données

CoRoT et Breger et al. 2011 pour des résultats basés sur des données récoltées avec Kepler). En particulier, Poretti et al. (2009) conclurent que les effets "d'annulation" dus à l'intégration du flux sur le disque stellaire ne sont pas suffisants pour complètement en effacer les variations, considérant la précision des mesures effectuées avec CoRoT (ce qui est certainement également le cas pour Kepler, cf. Breger et al. 2011).

– Le seul moyen d'étudier les modes non-radiaux de haut degré ℓ depuis le sol consiste à analyser les profils de raies photosphériques élargies par rotation, dans lesquels le champ de vitesse tri-dimensionnelle (r, θ, ϕ) de la surface stellaire oscillante induit des variations dues à l'effet Doppler [2] (Vogt & Penrod, 1983). Ceci est illustré dans la figure 6.3 et peut également très bien se comprendre grâce à l'outil de simulation de pulsation non-radiale mis sur le web par J. Telting [3]. Le degré ℓ maximum du mode pouvant ainsi être observé augmente avec le rapport $v \sin i/\Delta v$, où $\Delta v = \mathrm{c}/R$ (c étant la vitesse de la lumière et R la résolution du spectrographe) : théoriquement, plus l'étoile est un rotateur rapide et/ou plus le pouvoir de résolution est élevé, plus l'analyse des oscillations non-radiales pourra gagner en précision. Notons que cette relation implique également que les rotateurs lents ou les rotateurs rapides observés *pole-on* verront la détection de leur mode de pulsation limitée à de bas degrés ℓ, leurs profils de raies n'étant pas suffisamment élargis pour pouvoir y détecter la signature de modes d'oscillations de degrés ℓ plus élevés. Le $v \sin i$ et la résolution ne sont pas les seuls facteurs limitant de la détection des modes de degré ℓ élevé.
  La durée des poses, déterminée par l'échantillonnage des fréquences, en est un. En effet, selon la valeur de la magnitude m_{v} de l'étoile, la durée d'exposition détermine la valeur de SNR. Si elle est courte, l'échantillonnage sera meilleur mais le SNR diminuera et sera potentiellement insuffisant pour détecter des oscillations non-radiales de haut degré ℓ et donc de faible amplitude. Inversement, si cette durée est longue, le SNR augmentera, mais d'éventuelles périodes plus courtes seront mal échantillonnées.
  Le type spectral est également déterminant puisque le nombre de raies spectrales en dépend et que la méthode LSD, qui combine l'information de ces raies, gagne en efficacité avec un nombre de raies plus important.
  Enfin, l'éventuelle contribution d'une binaire peut également venir perturber la détection des pulsations non-radiales.

2. L'analyse fréquentielle et l'identification des modes de pulsations de HD 104237 présentées dans le chapitre suivant seront basées sur une telle étude spectroscopique des profils de raies photosphériques de cette étoile.

3. http ://staff.not.iac.es/ jht/science/nrpform/nrpform.php

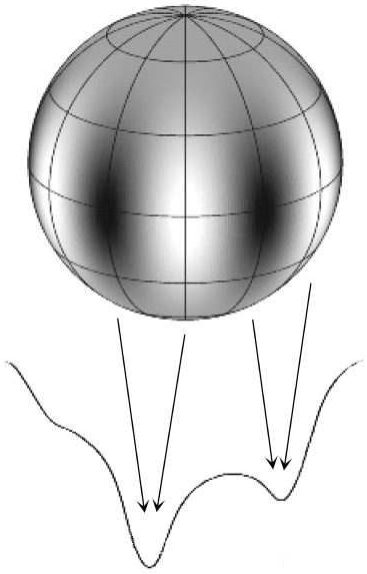


FIGURE 6.3 – Carte de vitesses à la surface d'une étoile en rotation d'un mode d'oscillation non-radial avec $\ell = 6$ et $m = 6$ et profil de raie resultant. Les régions sombres à la surface stellaire s'éloignent de l'observateur (décalage vers le rouge dans le profil de raie) et les régions claires se rapprochent de l'observateur (décalage vers le bleu). Graphique extrait de l'article de Kochukhov (2004), d'aprèsVogt & Penrod (1983).

Les séries photométriques obtenues depuis l'espace sont donc mieux calibrées, continues (pas de *gap* jour/nuit) et permettent d'accéder à un spectre de fréquences très dense. La stabilité de ces observations permet également d'observer des modes de basses fréquences. Et de manière générale, les méthodes photométriques peuvent intégrer les photons sur un large intervalle spectral.

La spectroscopie appliquée à l'astérosismologie présente des avantages et des inconvénients. La difficulté à obtenir de longues campagnes d'observations, l'influence du *gap* jour/nuit, les durées d'exposition plus longues, font que la résolution en fréquences obtenue en spectroscopie est moins bonne que celle obtenue en photométrie spatiale et le nombre de modes de pulsation pouvant être observés est plus faible. De plus, comme nous l'avons vu, la résolution des signatures de pulsation de degré ℓ élevé est limitée par la résolution du spectrographe et le $v \sin i$ de l'étoile. En revanche, la spectroscopie donne accès à la détermination des paramètres stellaires fondamentaux, à des modes de degré ℓ élevé ($\ell \leq 2\, vi/\Delta v$, où $v = c/R$) et à une identification directe des modes de pulsation.

Ces deux approches sont donc complémentaires en astérosismologie, d'autant qu'elles permettent d'accéder à différentes catégories d'étoiles (la photométrie spatiale permettant, par exemple, l'observation d'étoiles plus faibles).

7

Première détection directe de pulsations non-radiales dans l'étoile prototype HD 104237

Sommaire

7.1 Traitement de données et détection de pulsations non-radiales . . 169
7.2 Analyse fréquentielle Period04 et SigSpec 170
7.3 Identification préliminaire des modes de pulsations 175

7.1 Traitement de données et détection de pulsations non-radiales

Comme nous venons de le voir dans le chapitre 6, les oscillations stellaires sont caractérisées par leur mode de pulsation et la fréquence associée à ce mode. Le mode lui-même est défini par son ordre radial n, son degré ℓ et son ordre azimutal m (cf. section 6.3.3), un mode étant radial quand $\ell = 0$ et non-radial quand $\ell \neq 0$. Par ailleurs, l'analyse des profils de raies de spectres de haute résolution est le seul moyen d'accéder au mode de haut degré ℓ et donc de réaliser une analyse astérosismique observationnelle complète de l'étoile pulsante à l'étude (cf. section 6.6).

Pour réaliser une telle analyse de l'étoile HD 104237, nous nous sommes concentrés sur les données des nuits du 22 au 26 avril 1999, obtenues au SAAO par Böhm et al. (2004) (cf. section 2.2.1). Ces auteurs avaient concentré leur étude de la variabilité de HD 104237 sur les variations de sa vitesse radiale, cette étoile étant un rotateur modéré vu au 3/4 *pole-on* (i=$23^{\circ}\,^{+9}_{-8}$; Böhm et al. 2006) et présentant une valeur de $v \sin i$ assez faible ($v \sin i = 12 \pm 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}$). En se basant sur les distances en fréquence entre les modes, Böhm et al. (2004) avaient conclu à la présence probable de pulsations non-radiales dans HD 104237 mais aucune détection directe n'avait été réalisée. Dans le travail présenté ici, nous avons donc décidé d'aller un pas plus loin que l'étude de Böhm et al. (2004) et de ré-analyser en profondeur les variations présentes dans les profils de raies, allant au-delà d'une étude des variations de vitesse radiale.

La valeur de $v \sin i$ de HD 104237 étant de $12\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, les largeurs des raies sont de l'ordre de 2 fois cette valeur, donc $24\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. La résolution du spectrographe GIRAFFE du SAAO étant de l'ordre de 35000, un élément résolu de vitesse correspond environ à $8\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Le spectrographe a été conçu de manière à ce que cet élément résolu se projette sur 2 pixels de $4\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ chacun, afin de satisfaire au critère de Nyquist. Connaissant $v \sin i$ et la taille de l'élément résolu, un calcul simplifié permet d'estimer (très approximativement) le degré ℓ accessible, à savoir : $\ell_{\mathrm{max}} \approx 2\,v \sin i / \Delta v = 3$. Dans ce contexte instrumental, la recherche de signatures de pulsations non-radiales dans les profils de raies est donc limitée à des modes de degré ℓ assez bas ($\ell \leq 3$), les modes de degrés plus élevés n'étant pas observables par manque de résolution. Notre recherche de pulsations non-radiales s'est donc limitée à ces modes de bas degré ℓ, des observations de plus haute résolution étant nécessaires pour contraindre les oscillations de degré plus élevé et d'amplitude plus faible en terme de vitesse.

Pour mener cette étude, nous avons extrait le profil LSD (cf. section 2.2.1) de chaque spectre des nuits d'observation à l'étude afin d'en augmenter le SNR, cette méthode ayant pu être appliquée en supposant que toutes les raies du spectre sont affectées de la même manière par les oscillations. Puis, nous avons corrigé chaque profil LSD de la vitesse radiale au moment précis de l'observation, afin de pouvoir y rechercher les faibles signa-

tures des pulsations non-radiales de la composante primaire. Cette correction comprenait la soustraction du mouvement orbital, mais aussi des décalages du centroïde des raies dus principalement aux pulsations radiales, le but étant de se concentrer uniquement sur les variations engendrées dans les profils LSD par les pulsations non-radiales. Après ce recentrage, la moyenne des profils issus de tous les spectres de l'ensemble des nuits de la campagne SAAO 1999 a été soustraite de chaque profil LSD afin de pouvoir y rechercher les signatures de très faible amplitude des oscillations non-radiales. Le résultat de ce traitement, effectué sur la série temporelle des profils LSD de la nuit du 25 avril 1999, est montré dans la Figure 7.1.

Cette première analyse nous a permis de détecter des variations dans les profils de raies, dont les amplitudes différentielles sont de l'ordre de 1.5% du continu. La figure 7.2 montre les profils résiduels dynamiques résultant de cette analyse pour les nuits du 22 au 25 avril 1999, leur représentation étant ici en niveaux de couleurs afin de mettre plus clairement en évidence les variations présentes dans les profils de raies et leur périodicité. Cette figure met également clairement en évidence des battements provenant très certainement de fréquences proches, ce qui mène à penser qu'au moins une pulsation non-radiale doit être à l'œuvre (la pulsation dominante). La nuit du 26 avril n'a pas été représentée, cette nuit ayant été moins bien couverte en terme d'observation, résultant en un plus faible nombre de spectres (cf. section 2.2.1).

La Figure 7.3 montre les variations d'amplitudes au centre du profil des nuits du 22 au 26 avril 1999, extraites en prenant pour chaque profil la valeur médiane des trois *bins* de vitesses centraux.

7.2 Analyse fréquentielle Period04 et SigSpec

Nous avons choisi de mener une analyse fréquentielle des séries temporelles de nos profils LSD résiduels en parallèle avec les *packages Period04* (Lenz & Breger, 2005) d'une part et *SigSpec* (Reegen, 2007) d'autre part, leurs approches étant complémentaires. Ces deux *packages* utilisent de manière itérative une combinaison d'algorithmes de Transformée de Fourier Discrète (*Discrete Fourier Transform*, DFT) et d'ajustement aux moindres carrés pour extraire les fréquences, les amplitudes et les phases de signaux multi-périodiques issus de jeux de données inégalement espacées (ce qui est typiquement le cas des observations astronomiques comportant un *gap* jour/nuit). Dès qu'un nouveau pic est détecté dans le spectre de la DFT de la série temporelle, ces deux programmes permettent d'ajuster simultanément toutes les fréquences, amplitudes et phases détectées jusque-là, incluant la nouvelle composante. A la différence de *Period04*, qui fournit une interface flexible pour réaliser des ajustements de signaux de fréquences multiples, *SigSpec* est complètement automatique. De plus, ce programme inclut un traitement statistique rigoureux de la manière selon laquelle calculer le niveau de confiance des pics de la DFT (par rapport au bruit) et fournit directement un paramètre de "significativité" : la

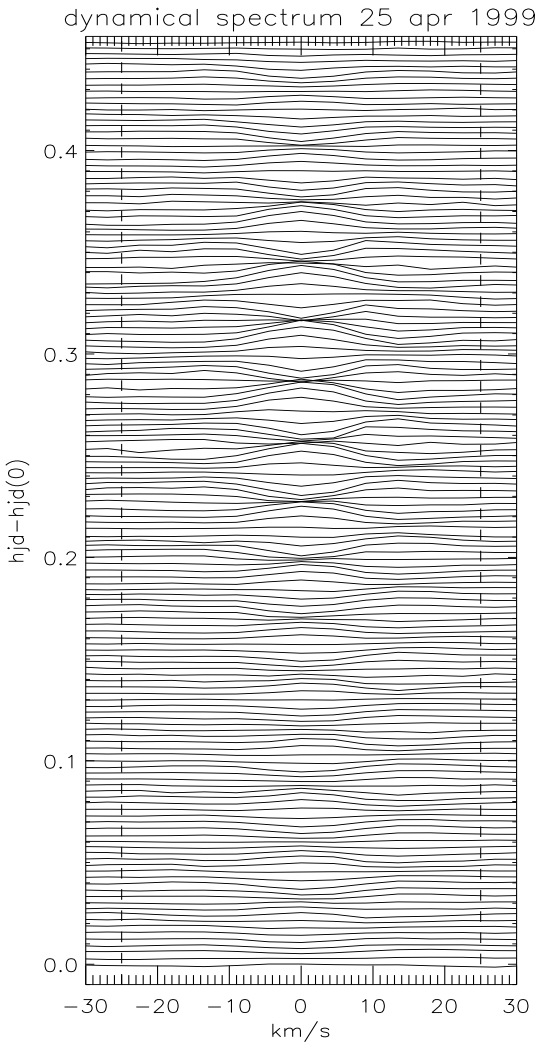


FIGURE 7.1 – Série temporelle des profils LSD résiduels de la nuit du 25 avril 1999, après correction des mouvements orbital et radial et soustraction du profil LSD moyenné de tous les spectres des 6 nuits d'observation (22-26 avril 1999).

significativité spectrale *sig*.

Afin d'éviter au maximum des variations "nuit-à-nuit" de basse fréquence, nous avons corrigé la série temporelle du *bin* (demi-élément résolu) central de vitesse en soustrayant une moyenne de la nuit. Néanmoins, même en prenant ce type de précaution, de basses fréquences émergent de notre analyse fréquentielle, comme nous le verrons par la suite, auxquelles nous n'attacherons pas d'importance.

Les résultats de l'analyse *Period04* des variations d'amplitudes montrées dans la Fi-

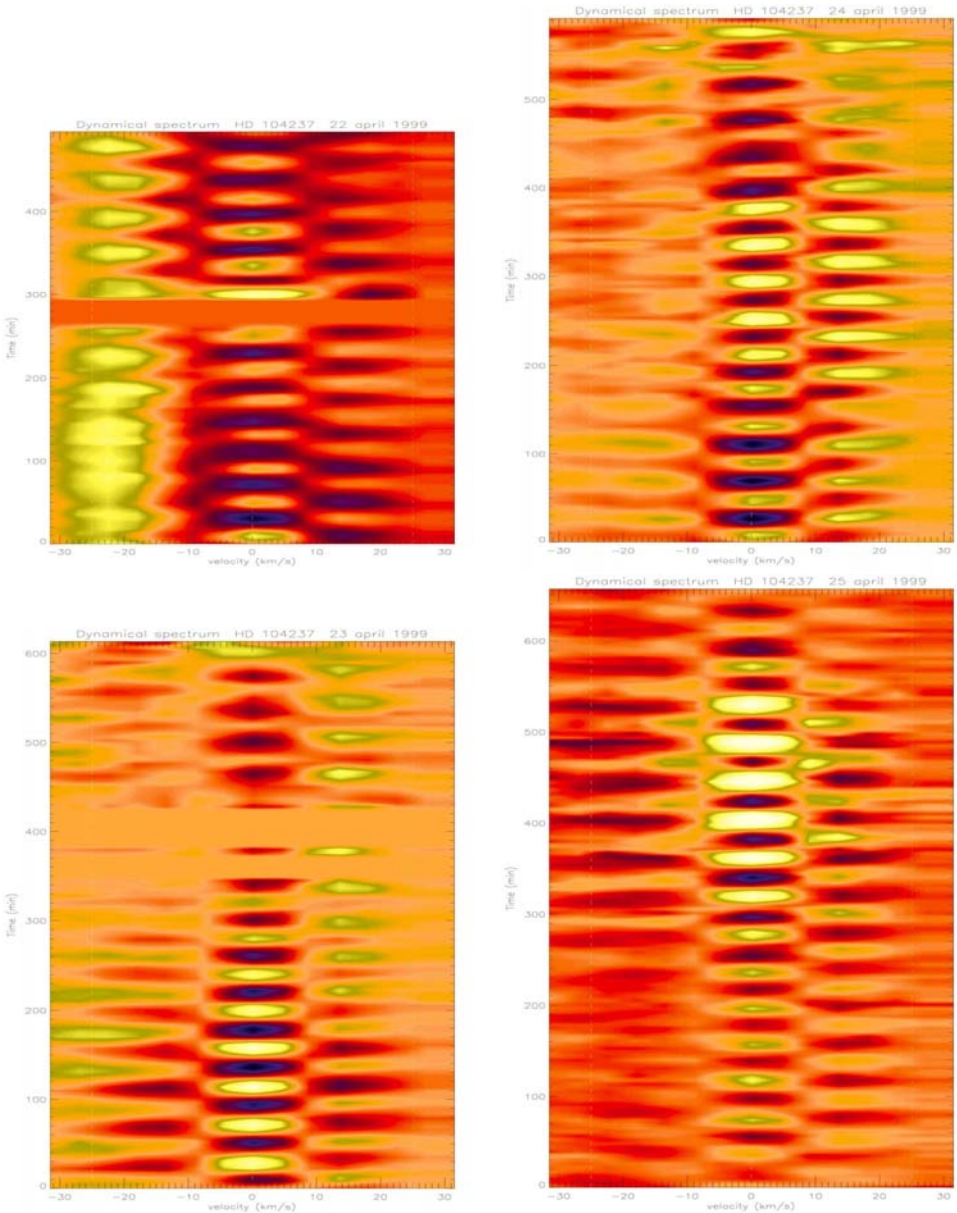

Dynamical spectrum HD 104237 22 april 1999
Dynamical spectrum HD 104237 24 april 1999
Dynamical spectrum HD 104237 23 april 1999
Dynamical spectrum HD 104237 25 april 1999
Time (min)
velocity (km/s)

FIGURE 7.2 – Variations temporelles des profils LSD résiduels dues aux pulsations non-radiales de HD 104237 pour quatre des cinq nuits d'observations de la campagne SAAO 1999. En haut à gauche : nuit du 22 avril 1999, en bas à gauche : nuit du 23 avril 1999, en haut à droite : nuit du 24 avril 1999, en bas à droite : nuit du 25 avril 1999. Les niveaux de couleurs représentent les écarts au profil résiduel moyen : les écarts positifs ("bosses") apparaissent en jaune, les écarts négatifs ("creux") apparaissent en violet.

gure 7.3 sont présentés dans le Tableau 7.1. Les fréquences détectées y sont données

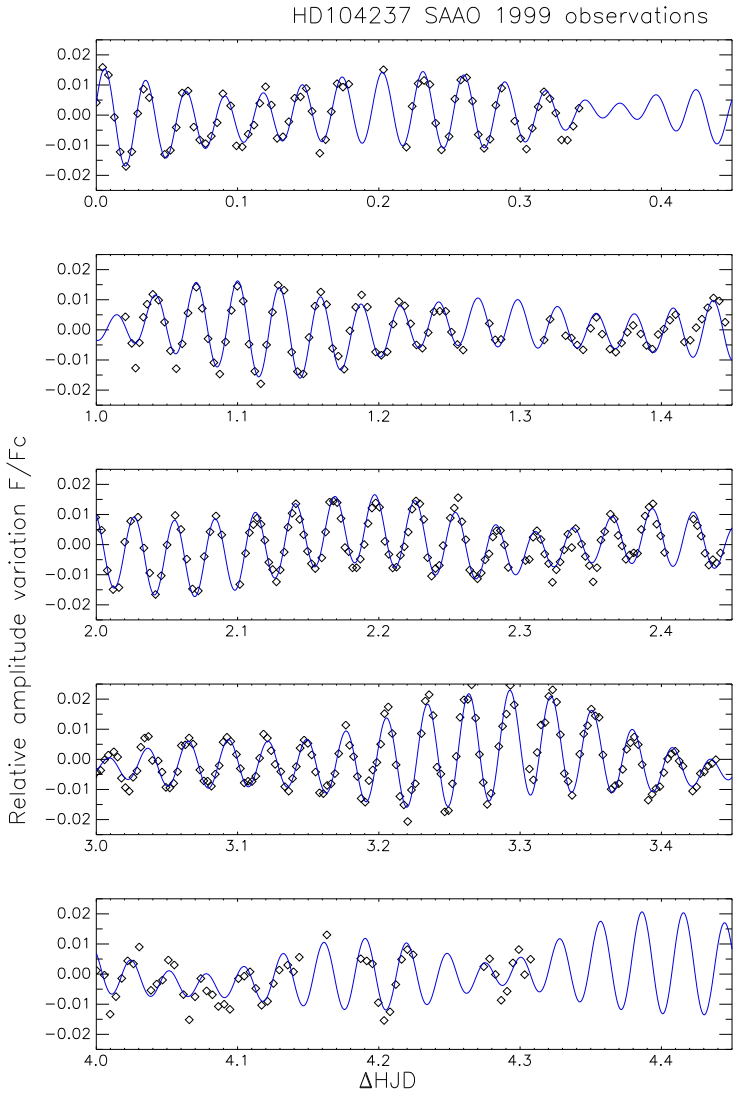


FIGURE 7.3 – Variations temporelles d'amplitude de la médiane des trois *bins* centraux de vitesse des profils LSD résiduels pendant les nuits du 22 au 26 avril 1999 (de haut en bas). En trait continu bleu sont représentées les courbes de meilleur ajustement aux données observationnelles issues de l'analyse fréquentielle de nos séries temporelles, dont les paramètres sont présentés dans le Tableau 7.1. La valeur ΔHJD = 0 correspond ici à la première observation de la nuit du 22 avril 1999.

en $c\,j^{-1}$ et en μHz et les amplitudes des variations sont exprimées relativement au profil moyen (F/F_{moy}). L'incertitude sur la valeur de chaque fréquence peut être estimée de trois manières différentes, telles que décrites par Böhm et al. 2004. L'approche la plus conservative a été proposée par Ripepi et al. (2003), qui ont suggéré d'estimer l'erreur sur la fréquence en mesurant la largeur à mi-hauteur du lobe principal de la fonc-

#	F_{P04} ($c\,j^{-1}$)	F_{P04} (μHz)	A_{P04} (F/F_{moy})	f_{B04} ($\lvert\delta f\rvert$)
F_1	35.60	412.04	0.0089	f_2 (0.01)
F_2	33.74	390.51	0.0033	f_1 (0.12)
F_3	32.25	373.26	0.0030	f_6 (0.36)
F_4	4.47	51.74	0.0024	
F_5	31.08	359.72	0.0028	f_4 (0.12)
F_6	34.00	393.52	0.0019	f_5 (0.14)
F_7	1.94	22.45	0.0018	
F_8	2.72	31.48	0.0014	
F_9	29.48	341.20	0.0011	f_3 (1.0)
F_{10}	5.17	59.84	0.0010	

TABLEAU 7.1 – Fréquences déterminées avec le logiciel Period04. Les différentes colonnes sont : (1) numéro de fréquence, par ordre croissant d'amplitude, (2) fréquence en $c\,j^{-1}$ et (3) en μHz, (4) amplitude de la variation du flux relativement à la valeur moyenne du flux au centre du profil ; (5) identification avec les fréquences déterminées par Böhm et al. (2004) ; $|\delta f| = |F - f|$.

tion de fenêtrage spectral, ce qui correspond dans notre cas à $0.31\,c\,j^{-1}$. Kurtz & Müller (1999) ont suggéré d'utiliser comme estimateur de l'erreur sur la fréquence la durée Δt du jeu de données étudié, cette erreur étant donnée approximativement par $1/(4\,\Delta t)$. Pour les cinq nuits de la campagne d'observations SAAO 1999 qui nous intéressent ici, $t = \Delta\,HJD_{final} - \Delta\,HJD_{initial} = 1295.5514 - 1291.2441 = 4.31\,j$. L'incertitude sur la fréquence estimée avec cette méthode donne donc $0.06\,c\,j^{-1}$, ce qui est bien plus faible que l'erreur estimée via la méthode proposée par Ripepi et al. (2003). Enfin, Breger et al. (1993) ont proposé une étude empirique de la significativité d'un pic dans le périodogramme du signal (c'est-à-dire son spectre d'amplitudes dans l'espace de Fourier) par rapport au niveau de bruit de ce périodogramme, afin de pouvoir déterminer si ce pic est une véritable signature de périodicité ou non. Cette proposition a par la suite été affinée par Kuschnig et al. (1997) qui ont conclu que l'amplitude d'un pic dans le périodogramme d'un signal doit être supérieure ou égale à 4 fois le niveau de bruit moyen après *prewhitening* de toutes les fréquences locales (c'est-à-dire après avoir soustrait ces fréquences du périodogramme) pour avoir une probabilité de 99.9% d'être dû à une pulsation stellaire (99.0% et 90.0% pour une amplitude supérieure ou égale 3.6 et 3.2 fois le niveau de bruit moyen après *prewhitening*, respectivement).

La Figure 7.4 présente le périodogramme des variations du centre du profil (médiane des 3 *bins* de vitesse centraux). On observe de forts pics entre 29 et $36\,c\,j^{-1}$, le niveau de bruit ayant été calculé après *prewhitening* des neuf premières fréquences présentées dans le Tableau 7.1. La Figure 7.5 montre le fait que même la neuvième fréquence détectée F_9 a un rapport signal sur bruit supérieur à 4.0, ce qui en fait une fréquence de pulsation certaine à 99.9%. Par la suite, nous avons donc arbitrairement décidé d'arrêter la procédure

itérative de recherche de fréquence pour des amplitudes de variations inférieures à 0.1% par rapport au profil moyen.

Une vérification de ces résultats effectuée avec *SigSpec* a fourni les mêmes fréquences et amplitudes, les fréquences détectées F_1 à F_{10} ayant un niveau de significativité de 66.5 à 6.3, respectivement.

Une autre vérification, effectuée en suivant le programme *Combine* de Reegen (2007), a permis de s'assurer qu'aucune fréquence identifiée dans le spectre d'amplitudes ne résulte de la combinaison d'autres fréquences. Par ailleurs, nous n'attribuons pas d'importance aux fréquences dont les valeurs sont inférieures à $\approx 5\,\mathrm{c\,j^{-1}}$, étant donné que des problèmes de calibration différentielle d'une nuit d'observation à l'autre peuvent persister dans les données. Cela exclut les fréquences F_4, F_7, F_8 et F_{10} du Tableau 7.1.

Si l'on applique la méthode d'estimation des erreurs relatives à la fréquence de Ripepi et al. (2003) donnant dans le cas de notre étude une valeur de $\pm 0.31\,\mathrm{c\,j^{-1}}$, toutes les fréquences restantes (F_1, F_2, F_3, F_5, F_6 et F_9) peuvent être identifiées à des fréquences détectées par Böhm et al. (2004) via l'étude des variations de vitesse radiale du même jeu de données (notées "f" dans le Tableau 7.1). La fréquence F_3, identifiée à la fréquence f_6 de Böhm et al. (2004), est légèrement en dehors de la barre d'erreur de $0.31\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ étant donné que $f_6 - F_3 = 0.36$. D'autre part, la différence de $1.0\,\mathrm{c\,j^{-1}}$entre les fréquences F_9 et f_3 indique que nous sommes probablement en présence d'un alias de la même fréquence (cf. Figure 4 de l'article de Böhm et al. (2004).

Nous pouvons également remarquer que l'ordre des deux fréquences dominantes est inversé selon si elles ont été déterminées via l'étude des variations de vitesse radiales ou via celle des variations des profondeurs centrales des profils de raies.

7.3 Identification préliminaire des modes de pulsations

Une méthode directe d'étude des modes de pulsations non-radiales présentes dans les séries temporelles de profils LSD consiste à appliquer la méthode Fourier 2D (F2D) aux variations de profils de raies (Kennelly et al., 1993; Kennelly, 1994; Kennelly et al., 1996). Cette méthode analyse le motif complexe présent dans les profils de raies en calculant un transformée de Fourier bi-dimensionnelle à la fois dans l'espace Doppler et dans l'espace temps. Au préalable, une interpolation de chaque profil sur une grille représentant les longitudes stellaires est effectuée : chaque vitesse le long du profil est transformée en longitudes le long de l'équateur stellaire en utilisant la relation

$$\Delta v_j = v \sin i \sin \phi_j \,, \tag{7.1}$$

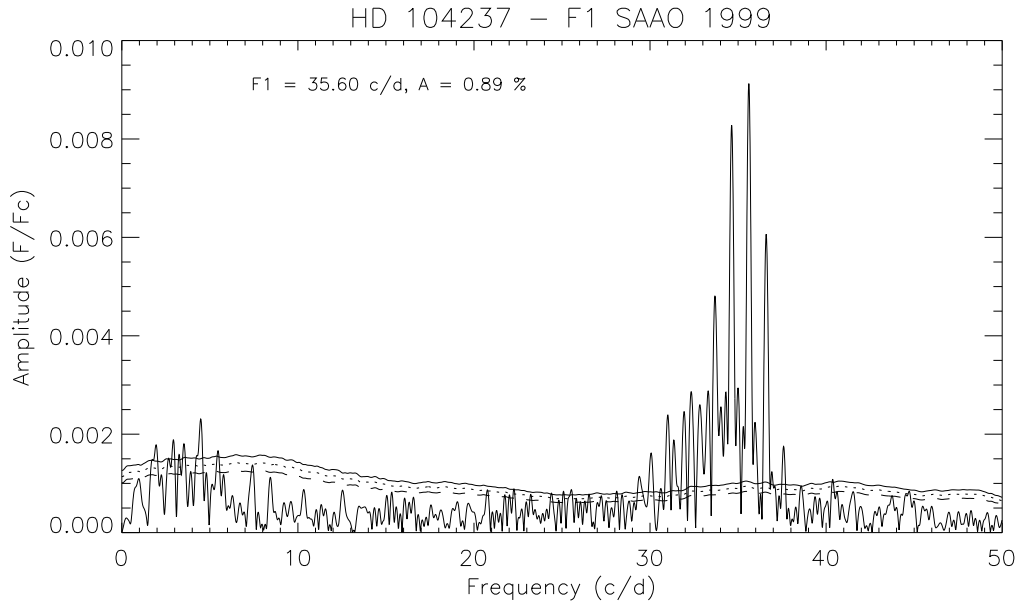


FIGURE 7.4 – Périodogramme des variations du centre du profil de raie équivalent (LSD) montrées dans la Figure 7.3, sans *prewhitening*. La majeure partie des fréquences se situent entre 29 et 36 c j^{-1}. Sont également représentées les limites des différents niveaux de confiance sur les valeurs des fréquences : en trait plein, pointillés et tirets sont associées respectivement les courbes représentant 4.0, 3.6 et 3.2 fois le niveau moyen d'amplitude du bruit (c'est-à-dire aux niveaux de confiance de 99.9%, 99.0% et 90.0% respectivment). Notons que ces niveaux moyens d'amplitude du bruit ont été déterminés après *prewhitening* des fréquences F_1 à F_9.

où Δv_j est la position de la vitesse correspondant à une certaine longueur d'onde λ_j dans le profil LSD par rapport au centre du profil et ϕ_j est la longitude stellaire correspondante en coordonnées sphériques. Dans le spectre de Fourier 2D résultant, les fréquences temporelles sont reliées principalement aux fréquences de pulsation, alors que l'ordre azimutal apparent $\hat{m}$ est relié à la structure des modes présents à la surface stellaire, sans être identique à l'ordre azimutal m habituel. Le travail novateur de Kennelly (1994) montra qu'à un ordre azimutal apparent $\hat{m}$ peut être associée une valeur $\ell + 2$ pour les valeurs de $\hat{m}$ proches de zéro, à une valeur $\ell + 1$ pour les valeurs de $\hat{m}$ inférieures à 10 et à une valeur ℓ pour les valeurs de $\hat{m}$ supérieures à 10.

Nous avons effectué un calcul F2D sur les séries temporelles de profils LSD des nuits du 22 au 25 avril 1999. Une combinaison pondérée des spectres F2D de ces nuits est montrée dans la Figure 7.6.
Suite à cette analyse, nos résultats confirment la présence d'au moins une pulsation non-radiale de bas degré : un pic à la fréquence dominante F_1 est clairement visible, avec un $\hat{m}$ apparent compris entre 2 et 4, ce qui indique une valeur de ℓ comprise entre 0 et 2. De

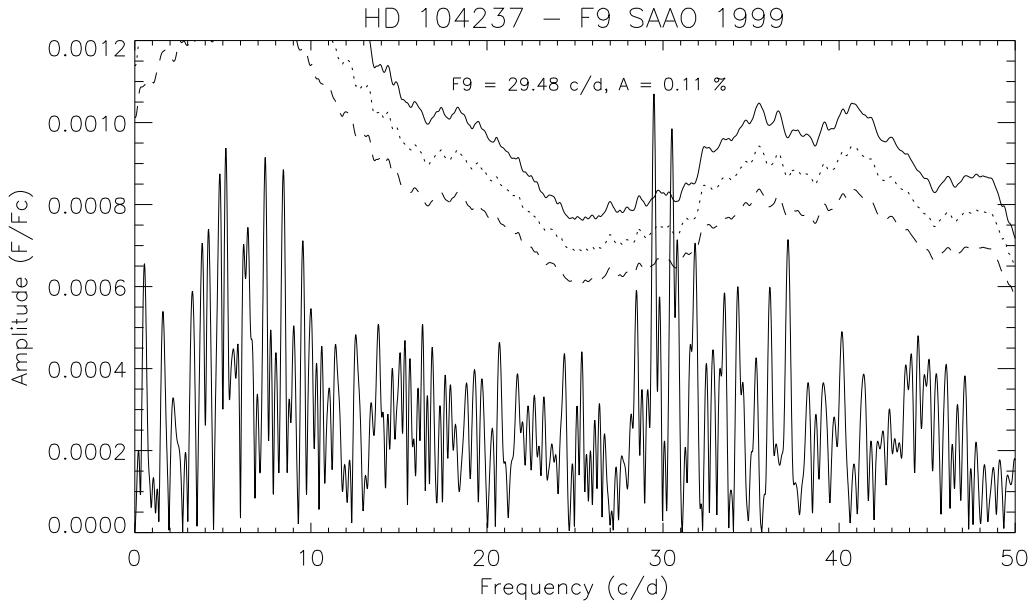


FIGURE 7.5 – Même figure que la Figure 7.4 mais après *prewhitening* des fréquences F_1 à F_8. Seule la fréquence F_9 reste donc présente, bien au-dessus de la courbe représentant le niveau de confiance de 99.9%.

plus, comme le montre le Tableau 2.3 de Kennelly (1994) (ou comme le montrerait une simulation effectuée avec un simulateur de pulsations non-radiales en ligne [1]), le motif symétrique pouvant être observé dans les profils résiduels dynamiques présentés dans la Figure 7.2 indique dans le cas de F_1 un ordre azimutal $m = \pm 1$, ce qui implique une valeur de ℓ de 1 ou 2.

Par ailleurs, le pic de basses fréquences visible dans la Figure 7.6 entre 3 et 5 c j^{-1} n'est de nouveau pas pris en compte puisque des décalages de calibrations d'une nuit d'observation à l'autre peuvent aisément introduire de telles variations.

Une analyse complémentaire de tout le jeu de données est envisagée avec le logiciel FAMIAS (Frequency Analysis and Mode Identification for Asteroseismology) développé par Zima et al. (2006); Zima (2008), mais l'asymétrie importante du profil LSD moyen issu des spectres de HD 104237 ajoute de la complexité à l'analyse de données et empêche, pour le moment, la prise en charge de nos séries temporelles de profils LSD par ce logiciel.

1. Par exemple le *NRP animation creator* mis en ligne par J. Telting : http ://staff.not.iac.es/ jht/science/nrpform/.

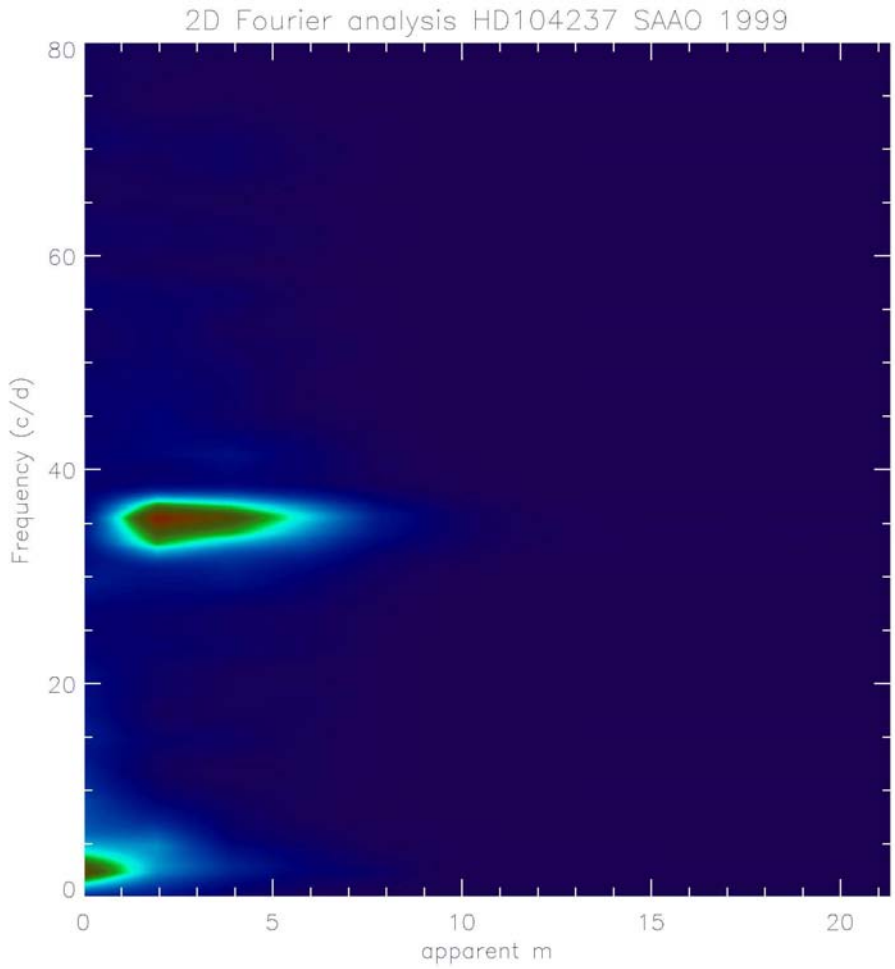


FIGURE 7.6 – Analyse F2D combinée de HD 104237 pour les nuits du 22 au 25 avril 1999.

8

Modélisation astérosismique de HD 104237

Sommaire

8.1 Motivation de cette étude 181
8.2 Calculs des modèles stellaires 182
8.3 Calculs d'oscillations adiabatiques 185
8.4 Résultats 188
8.5 Résumé et discussion 191

8.1 Motivation de cette étude

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, 8 fréquences ont été détectées par Böhm et al. (2004) dans les variations de vitesses radiales de l'étoile Ae de Herbig HD 104237, observée en avril 1999 au SAAO. Ces 8 fréquences présentaient un niveau de confiance de 99.9% (critère de Breger et al. 1993). 5 de ces 8 fréquences ont été observées de nouveau pendant la campagne d'observations SAAO d'avril 2000. Il s'agit des fréquences f_1, f_2, f_3, f_4 et f_6 de la campagne SAAO 1999 présentées dans le Tableau 2.2 du chapitre 2.

Notre identification préliminaire des modes de pulsation a abouti à une valeur plutôt basse du degré ℓ, comprise entre 0 et 2.

Par ailleurs, une étude spectroscopique minutieuse des paramètres fondamentaux de cette étoile a abouti :

- pour un niveau de confiance de 68.3%, à une valeur de $T_{\rm eff}$ comprise entre 8400 K et 8700 K ($3.9243 \leq \log T_{\rm eff} \leq 3.9395$) et une valeur de $\log g$ comprise entre 3.6 et 4.2,
- pour un niveau de confiance de 95.4%, à une valeur de $T_{\rm eff}$ comprise entre 8325 K et 8775 K ($3.9204 \leq \log T_{\rm eff} \leq 3.9432$) et une valeur de $\log g$ comprise entre 3.5 et 4.3.

Nous avons vu dans le chapitre 5 que ces résultats sont très proches de ceux obtenus indépendamment, par photométrie, par van den Ancker et al. (1998). En combinant nos résultats, dont la précision sur la valeur de $T_{\rm eff}$ est bonne, avec ceux de van den Ancker et al. (1998), dont la précision sur la valeur de la luminosité (et donc de $\log g$) est bonne, on obtient une boîte d'erreur [1] très restreinte et donc encore plus contraignante. Celle-ci est définie par les limites suivantes : $3.9243 \leq \log T_{\rm eff} \leq 3.9395$ et $3.8621 \leq \log g \leq 3.9721$.

L'objectif de la modélisation des oscillations présentée dans ce chapitre, calculées dans le cadre de l'approximation adiabatique, est de déterminer les modèles dont les fréquences théoriques s'ajustent le mieux aux fréquences observées, ces modèles étant contraints par les résultats des études relatives aux paramètres fondamentaux de HD 104237. Une telle modélisation donne accès aux modes de pulsation possibles, correspondant à ces fréquences, mais ne permet pas de présumer de l'excitabilité ou de la stabilité de ces modes (cf. chapitre 6). Pour répondre à cette question, une modélisation d'oscillations non-adiabatiques est nécessaire.

1. c'est-à-dire un ensemble de couples $T_{\rm eff}$-$\log g$ possibles au regard des incertitudes

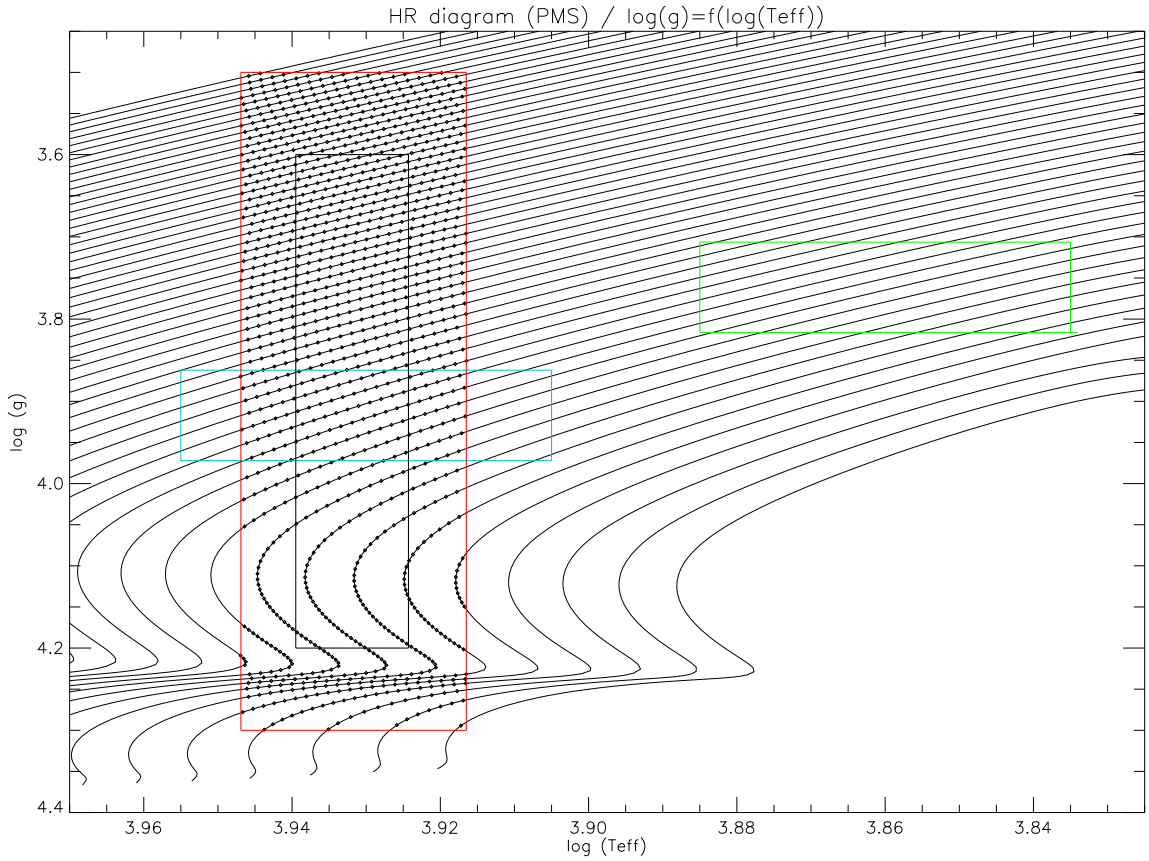


FIGURE 8.1 – Diagramme HR incluant les séquences évolutives calculées avec le code CLES et les boîtes d'erreurs sur les paramètres fondamentaux de HD 104237 données par van den Ancker et al. (1998) (en turquoise), Grady et al. (2004) (en vert) et la présente étude, pour un niveau de confiance de 95.4% - boîte 1 - (en rouge) et de 68.3% - boîte 2 - (en noir). Les points noirs le long des séquences évolutives, à l'intérieur de la boîte 1, représentent les modèles stellaires sélectionnés pour les calculs d'oscillations adiabatiques.

8.2 Calculs des modèles stellaires

Les modèles stellaires ayant servi dans cette étude ont été calculés avec le Code Liégeois d'Evolution Stellaire (CLES, Scuflaire et al. 2008b) pour des masses stellaires comprises entre 1.6 et 4.4 $M_{\odot}$. Cette gamme de masses a été choisie de manière à couvrir l'intégralité de la boîte d'erreur sur les paramètres $T_{\rm eff}$ et $\log g$ correspondant au niveau de confiance de 95.4%. En particulier, la gamme de $T_{\rm eff}$ choisie pour le calcul de modèles a été étendue sur ±300 K, de 8250 K à 8850 K ($3.9165 \leq \log T_{\rm eff} \leq 3.9320$), afin de rechercher les modèles permettant de reproduire les observations dans un domaine $T_{\rm eff}$-$\log g$ suffisamment large. La gamme de $\log g$ 3.5 - 4.3 a été conservée.

nom de la grille	X_0	Z_0	mélange solaire de métaux
G1	0.704	0.014	AGS05
G2	0.704	0.020	AGS05
G3	0.724	0.014	AGS05
G4	0.724	0.020	AGS05
G5	0.744	0.014	AGS05
G6	0.744	0.020	AGS05
G7	0.684	0.014	GN93
G8	0.684	0.020	GN93
G9	0.704	0.014	GN93
G10	0.704	0.020	GN93
G11	0.724	0.014	GN93
G12	0.724	0.020	GN93

TABLEAU 8.1 – Paramètres des 12 grilles de séquences évolutives calculées avec CLES. X_0 est la fraction massique initiale d'hydrogène, Z_0 la fraction massique initiale de métaux et GN93 et AGS05 sont les mélanges de métaux solaires utilisés.

Le pas en masse entre deux séquences évolutives est de 0.04 $M_\odot$.

Remarque : Par commodité, nous désignerons la boîte d'erreur décrite ci-dessus par "boîte 1". La boîte d'erreur relative au niveau de confiance de 68.3% sera appelée "boîte 2" et celle résultant de la combinaison de notre étude spectroscopique et des résultats photométriques de van den Ancker et al. (1998), telles que décrites dans la section 8.1, sera la "boîte 3" respectivement.

Douze grilles de séquences évolutives ont été constituées, avec une fraction massique initiale d'hydrogène X_0, une fraction massique initiale de métaux Z_0 et un mélange de métaux (décrivant les abondances relatives des différents éléments de numéro atomique > 2) solaire. Notons qu'à tout instant, la composition chimique est telle que $X+Y+Z = 1$, où Y est la fraction massique d'He. Dans l'étude de calibration des deux composantes de l'étoile binaire Ae de Herbig RS Cha, Alecian et al. (2007) ont montré l'importance du choix du mélange de métaux utilisé pour calculer les modèles stellaires et les différences engendrées dans les trajets évolutifs par deux mélanges différents. Afin de tenir compte d'un tel impact, nous avons utilisé les deux mêmes mélanges solaires qu'Alecian et al. (2007), à savoir celui issu de l'article de Grevesse & Noels (1993) (ci-après GN93) et celui issu de l'article de Asplund et al. (2005) (ci-après AGS05). Le mélange AGS05 est déplété en C, N et O par rapport au mélange GN93.
Afin de tenir compte de différents types de composition chimique, nous avons analysé les 12 grilles (notées G de 1 à 12) de modèles, présentées dans le tableau 8.1.

Les paramètres X_0 et Z_0 des grilles G3 et G10 sont ceux tirés de la thèse de Miglio (2007). Pour un mélange donné, nous avons ensuite fait varier de ±0.020 les valeurs de X_0 par rapport aux valeurs de X_0 de ces deux grilles initiales, c'est-à-dire 0.724 ± 0.020 pour les grilles du mélange AGS05 et 0.704 ± 0.020 pour les grilles du mélange GN93. Pour chaque "couple" X_0 - mélange, nous avons envisagé les deux valeurs de Z_0 des grilles G3 et G10, à savoir 0.014 et 0.020 respectivement.

Les opacités utilisées dans nos modèles sont celles des tables OP [2] (Badnell et al., 2005) correspondant aux mélanges GN93 et AGS05, complétées à basses températures ($\log T < 4.1$) par les opacités de Ferguson et al. (2005). Nous avons utilisé l'équation d'état OPAL2001 (Rogers & Nayfonov, 2002). Les taux de réactions nucléaires adoptés sont issus de la compilation NACRE (Angulo et al., 1999), excepté pour la réaction nucléaire $^{14}\mathrm{N}(p, \gamma)^{15}\mathrm{O}$, pour laquelle la section efficace calculée par Formicola et al. (2004) a été utilisée. Les conditions aux limites à la surface ($T = T_{\mathrm{eff}}$) sont fournies par les modèles ETL d'atmosphère ATLAS (Kurucz, 1998). La convection a été traitée selon le formalisme de la théorie de la longueur de mélange (Böhm-Vitense, 1958), dans laquelle le gradient de température est relié à une grandeur appelée longueur de mélange, définie comme un multiple de la hauteur d'échelle de pression H_p : $\ell = \alpha H_p$. Le paramètre α a été fixé à 2.00 dans nos calculs. L'*overshooting* n'a pas été pris en compte : le paramètre d'*overshooting* a été mis à zéro. Notons que ces deux paramètres ont un impact négligeable sur la structure des étoiles pré-séquence principale dans la gamme de températures effectives considérée dans cette étude.

Le calcul des modèles le long d'une séquence évolutive de masse donnée a été stoppé dès que la fraction centrale d'hydrogène atteint une valeur de 0.99 fois sa valeur initiale, ce qui correspond à peu près au début de la phase de séquence principale (ZAMS, *Zero Age Main Sequence*).

Les modèles obtenus grâce à CLES sont définis par un ensemble de fonctions de la distance r au centre de l'étoile. Pour modéliser les oscillations adiabatiques, les grandeurs requises sont : la masse contenue dans une sphère de rayon r, la densité locale au niveau du rayon $\rho(r)$, la pression $P(r)$ et le coefficient adiabatique $\Gamma_1(r) = (\partial \ln P / \partial \ln \rho)|_S$ (cf. chapitre 6, section 6.4). CLES calcule les paramètres globaux de chaque modèle (température, luminosité, $\log g$, âge, etc.), ainsi que les paramètres locaux relatifs aux différentes couches de chaque modèle.

2. http ://opacities.osc.edu

8.3 Calculs d'oscillations adiabatiques

Le code numérique LOSC (Liège OScillation Code) (Scuflaire et al., 2008a) a été conçu pour calculer des oscillations dans le cadre de l'approximation adiabatique (cf. section 6.5) pour des étoiles à symétrie sphérique (pas de rotation, ni de champ magnétique), sur la base des modèles stellaires délivrés par le code CLES. Il fournit en sortie les fréquences et les fonctions propres des modes de pulsations, ainsi que le coefficient β utilisé pour calculer le *splitting* rotationnel (c'est-à-dire la levée de dégénérescence sur les valeurs de l'ordre azimutal m due à la rotation stellaire), tel que défini dans l'équation (6.72) :

$$\sigma^{(1)} = -m\,\Omega\,(1 - C_{\rm rot}) = -m\,\Omega\beta\,,$$

où $\sigma^{(1)}$ est le décalage en fréquence induit, au premier ordre, par la rotation et $C_{\rm rot}$ est le coefficient du premier ordre pour la rotation solide (coefficient de Ledoux).

Les valeurs de fréquences ω prises en compte par LOSC sont des valeurs adimensionnelles où l'unité de temps naturelle est le temps dynamique $\tau_{\rm dyn} = \sqrt{R^3/GM}$ (cf. section 6.2.6) :

$$\omega = 2\,\pi\,f\,\tau_{\rm dyn}\,.$$

Il est nécessaire de choisir la gamme de fréquences balayée dans le calcul des fréquences théoriques afin de n'exclure aucune fréquence observée, celle-ci allant de $28.5\,{\rm c\,j^{-1}}$ à $35.6\,{\rm c\,j^{-1}}$, en tenant compte du temps dynamique des deux modèles extrêmes de la boîte 1.

"rotsplit", un programme additionnel joint à LOSC, développé par M.-A. Dupret, permet de calculer les valeurs de fréquences incluant la rotation de l'étoile, suivant l'équation (6.72) (rappelée au début de la présente section), à partir des valeurs de fréquences et de β fournies par LOSC et la valeur de la période de rotation de l'étoile. La période de rotation de HD 104237 a été évaluée à $P_{\rm rot} = 100 \pm 5\,{\rm h}$ par Böhm et al. (2006).

Enfin, des calculs de maximum de vraisemblance sont effectués via le même type de démarche que celle décrite dans le chapitre 5, en minimisant la valeur de la fonction de mérite $S_{\rm norm}$ suivante :

$$S_{\rm norm} = \frac{1}{N_{\rm obs}}\,\frac{N_{\rm th}^2}{< N_{\rm th}^2 >}\,\sum_{i=1}^{N_{\rm obs}}\,\frac{(f_{{\rm obs},\,i} - f_{{\rm th},\,i})^2}{\sigma_{{\rm obs},\,i}^2 + \sigma_{{\rm th},\,i}^2}\,, \tag{8.1}$$

où $N_{\rm obs}$ est le nombre de fréquences observées, $N_{\rm th}$ le nombre de fréquences théoriques comprises dans l'intervalle des fréquences observées et servant au calcul de la fonction de mérite, $< N_{\rm th}^2 >$ est la moyenne des nombres de fréquences théoriques comprises dans l'intervalle des fréquences observées, calculées sur l'ensemble des modèles. $f_{\rm obs}$ et $f_{\rm th}$ sont

respectivement les fréquences observées et théoriques et $\sigma_{\rm obs}$ et $\sigma_{\rm th}$ sont les incertitudes sur les fréquences observées et théoriques.
La grande séparation étant de l'ordre de l'inverse du temps dynamique, $\sqrt{GM/R^3}$ (cf. section 6.4), plus les valeurs de la gravité de surface ($g = GM/R^2$) sont faibles, plus le spectre des fréquences théoriques est dense et plus il est facile de trouver un modèle dont certaines fréquences théoriques sont proches des fréquences observées. Afin de se départir de ce biais favorisant les spectres denses, une correction normalisée a donc été introduite par le facteur $N_{\rm th}^2 / < N_{\rm th}^2 >$. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 7, l'incertitude sur les fréquences observées, $\sigma_{\rm obs}$, a été estimée globalement à $0.06\,{\rm c\,j^{-1}}$. En revanche, il est difficile de donner une valeur des incertitudes sur les fréquences théoriques, cette valeur a donc été fixée à 0 dans les calculs de $S_{\rm norm}$. Pour cette raison, aucune interprétation en terme d'intervalle de confiance n'est possible, comme cela a été fait lors de l'étude des largeurs équivalentes de raies (cf. chapitre 5). En revanche, le meilleur modèle demeure celui ayant la valeur la plus faible de $S_{\rm norm}$.

Le calcul de la fonction de mérite $S_{\rm norm}$ a été effectué grâce à un autre programme additionnel joint au code LOSC, "chitot" (également développé par M.-A. Dupret), de quatre manières différentes, en fonction de deux types de contraintes : une contrainte imposée sur la valeur de la période de rotation et une autre sur la valeur de ℓ de l'un des modes de pulsations recherchés. Plus particulièrement, ces contraintes sont les suivantes :

- contrainte 1 : la période de rotation est imposée ($P_{\rm rot} = 100\,{\rm h}$) et la valeur des degrés ℓ des modes recherchés par ajustement des fréquences théoriques aux fréquences observées est laissée libre ;
- contrainte 2 : la période de rotation est laissée libre de manière à ajuster au mieux les fréquences observées, de même que les valeurs de ℓ ;
- contrainte 3 : la période de rotation est imposée ($P_{\rm rot} = 100\,{\rm h}$) et au moins un mode est un mode de degré $\ell = 0$ (mode radial) ;
- contrainte 4 : la période de rotation est laissée libre et au moins un mode est un mode de degré $\ell = 0$ (mode radial).

Par la suite, la plage totale des valeurs de la fonction de mérite des différents modèles a, dans chaque cas, été subdivisée en plages (ou *bins*) plus petites de largeur 0.05. Seuls les modèles dont la valeur de $S_{\rm norm}$ était comprise entre 0.0 et 0.1 (2 premiers *bins*) ont été retenus pour l'analyse qui a suivi. Pour les désigner, on parlera par la suite de "minima locaux" (sous-entendu "de la fonction de mérite $S_{\rm norm}$").

Les quatre possibilités énoncées ci-dessus (contraintes 1 à 4) ont été essayées et il s'est avéré que, dans chacune d'elles, un grand nombre de minima locaux de la fonction de

mérite ont été trouvés, ce qui est lié au manque de structure du spectre de fréquences (pas de grande séparation identifiée). La procédure finalement choisie pour la suite de l'étude est la procédure la plus contraignante, c'est-à-dire celle donnant le plus petit nombre de solutions optimales.

Dans cette démarche, étant donné l'incertitude de ±5 h sur la période de rotation, les calculs de la fonction de mérite $S_{\rm norm}$ imposant les contraintes 1 et 3 ont finalement été éliminés. La période de rotation a donc été laissée libre, afin de permettre un ajustement optimal des fréquences théoriques aux fréquences observées. Cependant, afin de tenir compte de la contrainte apportée par la valeur de la période de rotation déterminée observationnellement par Böhm et al. (2006) ($P_{\rm rot} = 100 \pm 5$ h), seuls les modèles dont la valeur de $P_{\rm rot}$ est comprise entre 95 h et 105 h ont été sélectionnés *a posteriori* parmi les modèles correspondant aux minima locaux.

Par ailleurs, il s'est avéré à l'usage que la contrainte consistant à imposer au moins un mode de degré $\ell = 0$ dans les résultats issus de l'ajustement des fréquences théoriques aux fréquences observées est le plus souvent inutile, puisqu'un mode de degré $\ell = 0$ figure presque systématiquement dans nos résultats. Cela exclut les calculs de maximum de vraisemblance effectués avec la contrainte numéro 4. Nous nous sommes donc concentrés, dans la suite de cette étude, sur les calculs de $S_{\rm red}$ associés à la contrainte numéro 2.

Dans ce contexte, $S_{\rm norm}$ a été calculée, par rapport aux fréquences observées, pour les fréquences théoriques de chaque modèle contenu dans la boîte numéro 1. Ce calcul a systématiquement été effectué deux fois : une première fois en n'ajustant que les 5 fréquences observées pendant les deux campagnes d'observation SAAO 1999 et 2000, puis une seconde fois en ajustant les 8 fréquences détectées dans les observations SAAO 1999 (incluant les 5 fréquences précédentes) (cf. Tableau 2.2 du chapitre 2). Notons que le calcul de la fonction de mérite S est normalisé par l'inclusion de la division par le nombre de fréquences observées $N_{\rm obs}$, ce qui permet de comparer les résultats issus de l'ajustement de 5 fréquences, et ceux issus de l'ajustement de 8 fréquences.

L'ajustement des 5 ou 8 fréquences observées s'est également effectué en prenant en compte, dans un premier temps, des fréquences théoriques associées à des modes de degré ℓ compris entre 0 et 2, puis, dans un second temps, en laissant aller le calcul de $S_{\rm norm}$ jusqu'à des fréquences associées à des modes de degré $\ell = 3$. Le *splitting* rotationnel induit, pour les modes de degré $\ell = 3$, un spectre de fréquences théoriques bien plus dense ayant comme conséquence directe l'augmentation du nombre de minima locaux. Afin de contraindre au mieux notre étude et considérant l'identification préliminaire des modes de pulsations de HD 104237 présentée dans le chapitre 7 ($0 \leq \ell \leq 2$), nous nous sommes donc limités à des modes de degré ℓ compris entre 0 et 2.

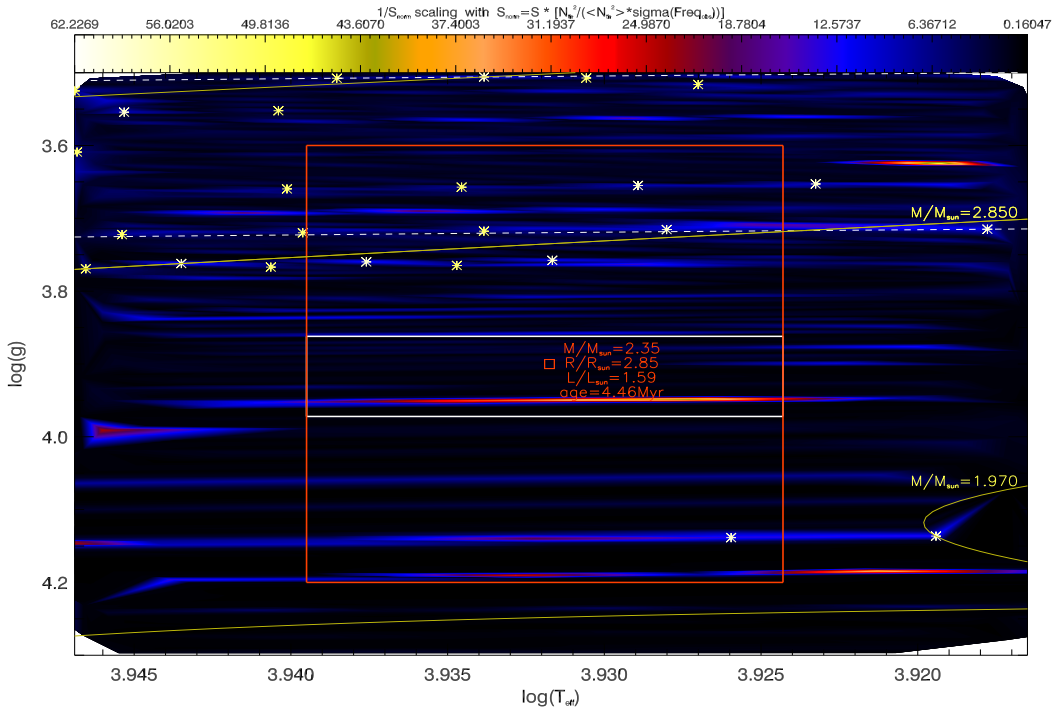


FIGURE 8.2 – Diagrammes de répartition des valeurs de $S_{\rm norm}$ (5 fréquences ajustées, grille de modèles G5). En pointillés : courbes d'égale valeur de $\sqrt{(GM/R^3)}$. Lignes continues jaunes : trajets évolutifs. Le domaine total couvert représente la boîte 1, telle que définie dans la section 8.2. Rectangle rouge : boîte 2. Rectangle blanc : boîte 3. Les étoiles représentent les modèles pour lesquels $S_{\rm norm} \leq 0.1$. Le carré rouge au centre du graphique indique la position du modèle dont les valeurs de $T_{\rm eff}$ et $\log g$ sont égales à celles déterminées pendant notre étude ($T_{\rm eff}$= 8550 K et $\log g$= 3.9), ainsi que les valeurs de masse, rayon, luminosité et âge associées.

8.4 Résultats

Les résultats des calculs décris dans les sections 8.2 et 8.3 sont représentés dans les figures 8.2 et 8.3 à 8.8 et dans les tableaux 8.2 à 8.5.

La figure 8.2 représente, en niveaux de couleurs, la répartition dans le diagramme HR ($\log g$ en fonction de $T_{\rm eff}$) des valeurs de $S_{\rm norm}$ calculées pour $N_{\rm obs}$ = 5 (les 5 fréquences observées pendant les 2 campagnes SAAO 1999 et 2000), pour tous les modèles de la boîte d'erreur numéro 1. Pour des raisons de visibilité, les couleurs ont dû être inversées : pour cela, ce sont les valeurs de $1/S_{\rm norm}$ qui ont été tracées. Les zones les plus jaunes et claires représentent donc les valeurs de $S_{\rm norm}$ les plus basses, c'est-à-dire les modèles permettant le meilleur ajustement de fréquences. Inversement, les régions les plus

bleues et sombres représentent les valeurs de $S_{\rm norm}$ les plus grandes, donc les modèles à exclure. Les courbes en trait continu jaune illustrent quelques trajets évolutifs (courbes d'iso-masse). Les quelques lignes en pointillés représentent des sections de courbes de même valeur de $\sqrt{(GM/R^3)}$ (inverse du temps dynamique). On note clairement sur cette figure, ainsi que sur les figures 8.3 à 8.8, une dégénérescence de la fonction de mérite dans la direction $\tau_{\rm dyn}$ = constante. Ceci n'est pas surprenant. En effet, premièrement il s'avère que les modes dans la gamme des fréquences observées sont d'ordre radial élevé. Nous sommes donc proches de la dégénérescence caractéristique du régime asymptotique (cf. section 6.4). Deuxièmement, les étoiles pré-séquence principale sont caractérisées par une moins grande disparité de contraste de densité coeur-enveloppe ($\rho_{\rm c}\,\frac{4\pi}{3}\,\frac{R^3}{M}$, où $\rho_{\rm c}$ est la densité centrale et R^3/M représente la densité moyenne). En effet, à ce stade évolutif, toute l'étoile est en contraction, contrairement aux étoiles de la séquence principale dont le coeur se contracte et l'enveloppe se dilate. Les spectres de fréquences des étoiles PMS sont donc plus similaires entre eux.

Nous avons remarqué qu'un plus grand nombre de minima locaux est systématiquement trouvé lorsque 5 fréquences sont ajustées, que lorsque 8 fréquences le sont (au moins le double), et donc que l'ajustement de 8 fréquences est le plus contraignant quant aux modèles possibles. Nous avons donc décidé d'analyser les modèles présentant les minima locaux de la fonction de mérite $S_{\rm norm}$ calculée par ajustement des 8 fréquences de la campagne d'observation SAAO 2000. Ceci est présenté, pour chaque grille G1 à G12, dans les figures 8.3 à 8.8.

Notons qu'il existe, dans les figures 8.2 à 8.8, des zones où la valeur de $S_{\rm norm}$ est faible (pics clairs) mais qui n'ont pas été retenues pour notre analyse (pas d'étoile blanche superposée à ces zones dans les graphiques). Il s'agit de modèles dont les valeurs de $S_{\rm norm}$ sont effectivement des minima locaux, mais la valeur de la période de rotation (laissée libre) nécessaire pour ajuster les fréquences observées est en-dehors de l'intervalle 95 - 105 h déterminé par Böhm et al. (2006).

Dans chacune des 12 grilles de modèles calculées avec CLES, nous avons retenu les modèles présentant la valeur minimale de $S_{\rm norm}$: i) dans la boîte d'erreur numéro 1, ii) dans la boîte 2 et iii) dans la boîte 3. Ces modèles et leurs paramètres principaux sont recensés dans les tableaux 8.2, 8.3, 8.4 et 8.5, respectivement. Notons que l'âge des modèles n'est donné que dans les tableaux 8.4 et 8.5. En effet, les masses des modèles présentés dans les deux autres tableaux sont généralement plus élevées et, dans la gamme de $T_{\rm eff}$ - $\log g$ qui nous intéresse, ces modèles sont proches de la ligne de naissance [3] des étoiles PMS de masse intermédiaire déterminée par Palla & Stahler (2001). Nous pouvons

3. La ligne de naissance est définie par Stahler (1983) comme étant l'endroit dans le diagramme HR où les étoiles PMS entament leur phase contraction quasi-statique et deviennent visibles pour la première fois.

simplement dire que ces modèles sont certainement très jeunes, sans pouvoir conclure sur la valeur de leur âge. L'âge des modèles figurant dans les tableaux 8.4 et 8.5 correspond à l'âge donné par CLES auquel on a soustrait la durée de la phase précédent l'intersection des trajets évolutifs respectifs avec la ligne de naissance.

Le tableau 8.2 présente le meilleur modèle de chacune des 12 grilles G1 à G12, situé dans le domaine de recherche global défini par la boîte d'erreur numéro 1. Les fréquences théoriques calculées à partir du meilleur modèle de ce tableau, ainsi que les 8 fréquences observées servant au calcul d'ajustement, sont représentées dans la figure 8.9. Les ordres radiaux des modes associés aux fréquences théoriques permettant de reproduire les fréquences observés sont élevés : typiquement entre p_{10} et p_{14}, quel que soit le degré ℓ. Il en est de même pour les autres modèles du tableau 8.2. Pour chaque modèle du tableau, les résultats incluent systématiquement un mode de degré $\ell = 0$.

Le tableau 8.3 présente le meilleur modèle de chacune des 12 grilles G1 à G12, situé dans la boîte numéro 2. La figure 8.10 représente les fréquences théoriques du meilleur modèle du tableau 8.3 et les 8 fréquences observées. Les ordres radiaux des modes dont les fréquences s'ajustent le mieux aux fréquences observées sont du même ordre que précédemment (p_{10} à p_{14}). De nouveau, pour chaque modèle du tableau, les résultats incluent systématiquement un mode de degré $\ell = 0$.

Le tableau 8.4 présente le meilleur modèle de chacune des 12 grilles G1 à G12, situé dans la boîte numéro 3 (intersection des boîtes d'erreur sur les valeurs de $T_{\rm eff}$ et $\log g$ déterminées par spectroscopie dans cette étude et par photométrie dans l'étude de van den Ancker et al. (1998)). Lors de la recherche du meilleur modèle dans cette boîte restreinte, une contrainte sur la valeur de la période a, comme précédemment, été imposée sur la valeur de la période de rotation : $95\,\mathrm{h} \leq P_{\rm rot} \leq 105\,\mathrm{h}$.

Si toutefois aucun modèle n'a satisfait à la fois aux critères sur les valeurs de $T_{\rm eff}$ et $\log g$ et sur la valeur de $P_{\rm rot}$, la période de rotation est finalement laissée libre et le modèle présentant la plus petite valeur de $S_{\rm norm}$ est tout de même inclus dans le tableau 8.4, quelle que soit $P_{\rm rot}$. Les 8 fréquences observées et les fréquences théoriques obtenues à partir du meilleur modèle de ce tableau (grille 3, $M/M_\odot = 2.30$) sont représentées dans la Figure 8.11. Notons que l'ajustement est tout à fait correct (la valeur de $S_{\rm norm}$ en atteste) et les ordres radiaux des modes associés à ces fréquences théoriques sont plus bas que ceux déterminés dans les précédents ajustements : p_6 à p_8. Toutefois, la valeur de la période de rotation permettant, pour ce modèle, le meilleur ajustement des fréquences théoriques aux 8 fréquences observées, n'est pas respectée puisqu'avec une valeur de 53.9 h, elle est égale à environ la moitié de la période de rotation observée, bien en-dehors des barres d'erreur de $\pm 5\,\mathrm{h}$ associées à cette période de rotation. Les modèles du tableau 8.4 pour lesquels les valeurs de $S_{\rm norm}$ sont inférieures à 0.1 présentent des périodes de rotations

similaires. Des périodes de rotation plus proches de la valeur observée peuvent être déterminées pour des modèles situés dans cette boîte numéro 3, mais les valeurs de $S_{\rm norm}$ associées sont bien plus élevées. Une vérification graphique de la position des fréquences théoriques par rapport aux fréquences observées permet d'exclure les modèles correspondants. Il est possible d'estimer graphiquement que pour des valeurs de $S_{\rm norm} > 0.15$, typiquement, l'ajustement ne peut plus être considéré comme bon.

Afin de relâcher les contraintes sur le nombre de fréquences à ajuster et ainsi tenter d'obtenir un modèle avec des paramètres stellaires et une période de rotation proches des valeurs observées, $S_{\rm norm}$ a été de nouveau calculée mais avec un nombre de fréquences observées $N_{\rm obs}$ à ajuster égal à 5. Il s'agit des 5 fréquences observées pendant les campagnes d'observations SAAO de 1999 et de 2000. Le tableau 8.5 présente donc le meilleur modèle de chacune des 12 grilles G1 à G12, situé dans la boîte numéro 3, mais résultant d'un calcul d'ajustement basé sur 5 fréquences et non 8. Les fréquences théoriques du meilleur modèle du tableau 8.5 et les 5 fréquences observées sont représentées dans la Figure 8.12. L'ajustement est très correct ($S_{\rm norm} = 0.019$) mais la période de rotation correspondant ne se situe pas exactement dans l'intervalle 95 - 105 h. Pour ce modèle, les modes de pulsation associés aux fréquences théoriques s'ajustant le mieux aux fréquences observées ont des ordres radiaux compris entre p_6 et p_8

8.5 Résumé et discussion

Une modélisation des oscillations de l'étoile Ae de Herbig pulsante HD 104237 a été effectuée, dans le cadre de l'approximation adiabatique. Les valeurs de $T_{\rm eff}$ et $\log g$ déterminées dans cette étude par spectroscopie (cf. chapitre 5), combinées à celles déterminées par photométrie par van den Ancker et al. (1998), ont permis de contraindre les zones du diagramme HR dans lesquelles effectuer cette analyse. L'identification de modes présentée dans le chapitre 7 ($\ell = 0$ à 2) n'a, en revanche, pas apporté de contrainte supplémentaire forte dans cette démarche de modélisation.

Mécanisme d'excitation des modes de pulsation de HD 104237

Deux possibilités émergent de nos résultats.

1) Les 8 fréquences sont réelles et les modes correspondants ont des valeurs de ℓ comprises entre 0 et 2.

Dans ce cas, les résultats obtenus pour les boîtes 1 et 2 sont assez similaires. Les modèles dont les fréquences et la période de rotation sont proches de ceux déterminés par

l'observation et qui correspondent à des minima locaux de la fonction de mérite ont des modes de pulsation d'ordres radiaux élevés, supérieurs à p_{10}. En outre, leurs valeurs de $\log g$ sont nettement plus petites que la valeur de 3.9 obtenue par notre analyse spectroscopique et les valeurs de luminosité sont plus élevées que la valeur de 1.55 obtenues en photométrie par van den Ancker et al. (1998).

La position de HD 104237 dans le diagramme HR la situe en-dehors de la bande d'instabilité théorique des δ Scuti PMS calculée pour les trois premiers ordres radiaux par Marconi & Palla (1998), bien au-delà de son bord bleu. Rappelons que plus la température effective augmente, plus on se rapproche du bord bleu de la bande d'instabilité et plus l'ordre radial n des modes excités est grand. Les fréquences typiques observées dans les δ Scuti PMS sont de l'ordre de 5 à 18 c j^{-1}, ce qui correspond à des modes d'ordre radial compris entre p_1 et p_6 et peuvent aller jusqu'à p_7 pour les δ Scuti de la séquence principale. Dans ce type d'étoiles variables pulsantes, les modes sont excités par un mécanisme κ dans la zone d'ionisation partielle de l'He II.
A des valeurs de $\log g$ telles que celles des modèles obtenus par ajustement des 8 fréquences pour les boîtes 1 et 2, les ordres radiaux ($> p_{10}$) sont donc bien plus élevés que les modes typiques des δ Scuti PMS et leur excitation ne peut pas être expliquée par un mécanisme standard de type κ comme celui des δ Scuti [4]. Un autre mécanisme d'excitation des modes doit alors être invoqué. Cela confirme les résultats préliminaires obtenus par Dupret et al. (2006).

Les résultats obtenus pour la boîte la plus restreinte, la boîte 3, par ajustement de 8 fréquences permet d'aboutir à des modes d'ordre radial plus bas, mais les modèles correspondants impliquent des périodes de rotation deux fois plus faibles que la valeur observée, ce qui n'est pas raisonnable.

2) Seules les 5 fréquences observées à la fois en 1999 et 2000 par Böhm et al. (2004) sont telles que $0 \leq \ell \leq 2$ et les 3 autres fréquences observées uniquement en 1999 soit ne sont pas réelles, soit ont des valeurs de $\ell \geq 3$.

Dans ce cas, il est possible de trouver des modèles dont les fréquences théoriques s'ajustent bien aux 5 fréquences observées, avec des paramètres stellaires proches de ceux déterminés par l'observation et pour lesquels les ordres radiaux des modes sont moins éle-

4. Dans le cadre du mécanisme d'excitation standard pour les variables δ Scuti, c'est-à-dire un mécanisme de type κ, il est nécessaire, pour qu'un mode soit excité, que le pic d'opacité dû à la 2nde ionisation de l'He se situe dans la région de transition, c'est-à-dire la région de l'étoile où la période du mode est du même ordre que le temps thermique local. Plus les modes sont d'ordre radial élevé, plus la région de transition se situe dans des zones superficielles de l'étoile. La région de transition correspondant à des modes d'ordre radial supérieur à 10 ne peut pas se situer à la même profondeur que la zone d'ionisation partielle de l'He II. Pour de tels modes, le mécanisme κ standard des variables δ Scuti est donc à exclure.

vés (typiquement p_6 à p_8). Notons cependant que les périodes de rotation correspondantes sont environ 20% plus faibles que la valeur observée, ce qui semble néanmoins raisonnable, une incertitude subsistant quant à la valeur réelle de la période de rotation.

Ces valeurs d'ordre radial restent, à première vue, trop élevées pour exciter les modes par mécanisme κ. Néanmoins, Dupret et al. (2007) avait obtenu des résultats encourageants pour expliquer l'excitation de tels modes par un mécanisme κ dans la zone de seconde ionisation de l'He en simulant l'effet d'une accumulation d'He dans cette région et au-delà. Une telle accumulation pourrait être due à l'effet combiné du champ magnétique, de la diffusion microscopique et des vents. L'introduction d'un profil *ad hoc* d'hélium dans les modèles, qui affecte de manière significative l'opacité dans les zones d'ionisation partielles de l'He, a permis d'exciter des modes jusqu'à p_5-p_9. Cela correspondait, dans ces modèles (la valeur de $T_{\rm eff}$ utilisée était de 8250±150 K), à des fréquences de 20.68 à 32.53 c j^{-1}. La plus haute fréquence détectée par Böhm et al. (2004), à savoir 35.6 c j^{-1}, n'avait pas pu être reproduite, mais les résultats semblaient prometteurs.

Depuis cette étude de Dupret et al. (2007), les valeurs des paramètres fondamentaux de HD 104237 ont été précisées et, nous venons de le voir, il est possible de trouver des modèles dont les modes de pulsation sont d'ordre radial plus bas que p_8. Un travail de modélisation tel que celui décrit par ces auteurs est donc à encourager, afin de déterminer si l'excitation de tels modes par un mécanisme κ standard des variables δ Scuti PMS est possible en considérant une distribution atypique d'He dans les couches externes de l'étoile.

Quid des contraintes sur la composition chimique de HD 104237 ?

Bien que notre analyse ait été effectuée pour de nombreux modèles impliquant différentes valeurs de X_0, Z_0 et de mélanges de métaux, il en ressort que le comportement de la fonction de mérite dans le plan $T_{\rm eff}$ - $\log g$ est qualitativement très similaire pour chacune des 12 grilles, avec chaque fois de nombreux minima locaux. Il n'est donc pas possible de contraindre les paramètres X, Z ou le mélange sur les base des données sismiques actuelles. Ceci illustre les limites bien connues de l'astérosismologie quand une identification fiable des modes n'a pas pu être obtenue. Ici, l'identification sur base des variations de profils de raies n'a pas pu être suffisamment contraignante, entre autre en raison du faible $v \sin i$. En outre, aucune structure claire telle que des équidistance en fréquences n'a pu être mise en évidence, rendant impossible une identification basée sur les fréquences seules.

Des séries temporelles plus longues obtenues avec un télescope de classe supérieure au 1.9 m du SAAO et un spectrographe de meilleure résolution que GIRAFFE seraient nécessaires pour détecter avec certitude plus de fréquences. Cela pourrait permettre de

mettre en évidence des structures claires dans le spectre de fréquences de HD 104237, de réaliser une meilleure identification des modes, et ainsi d'apporter certaines réponses aux questions restées ouvertes de notre étude.

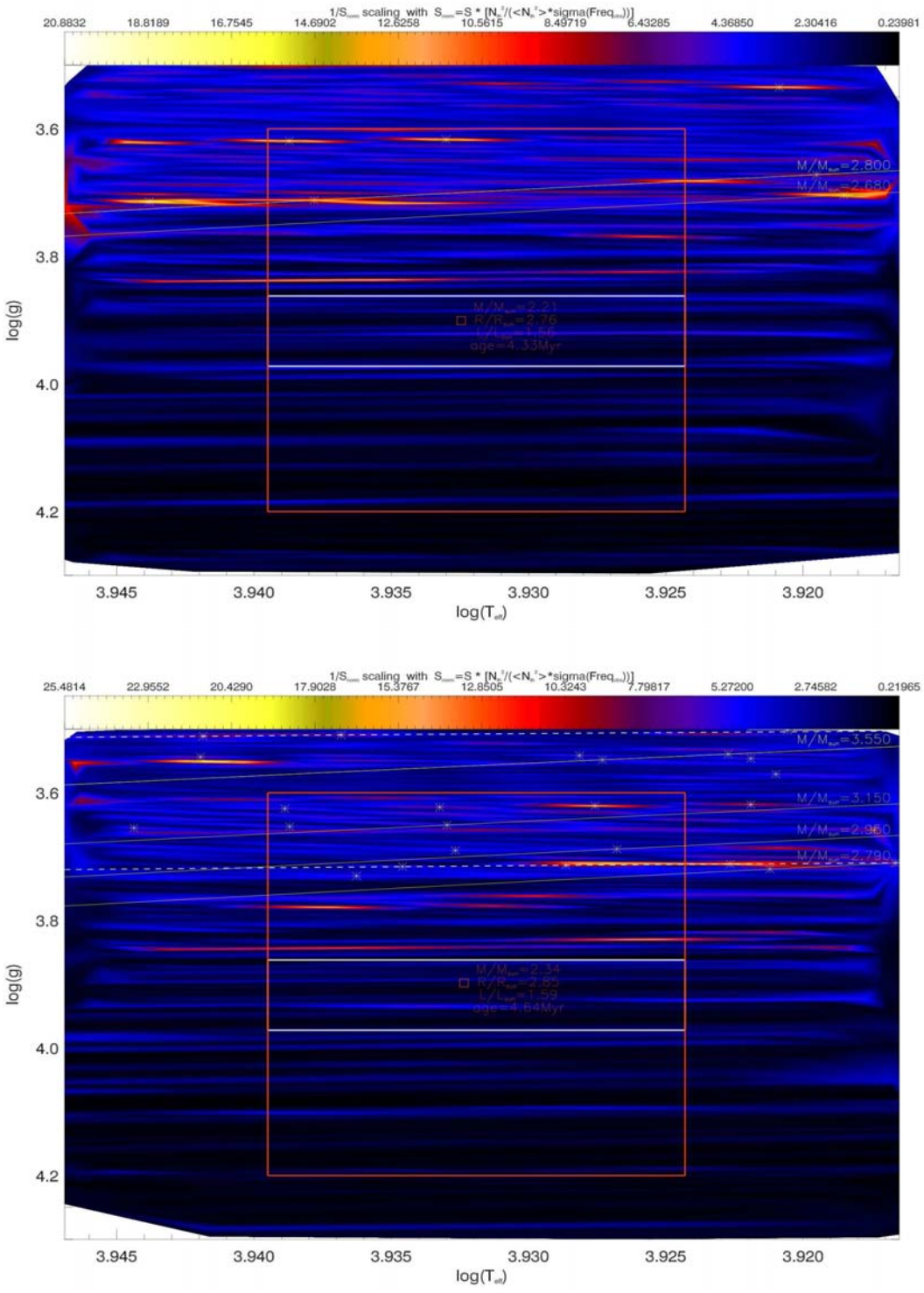


FIGURE 8.3 – Diagrammes de répartition des valeurs de S_{norm} : 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G1 (en haut) et G2 (en bas). Même légende que la figure 8.2.

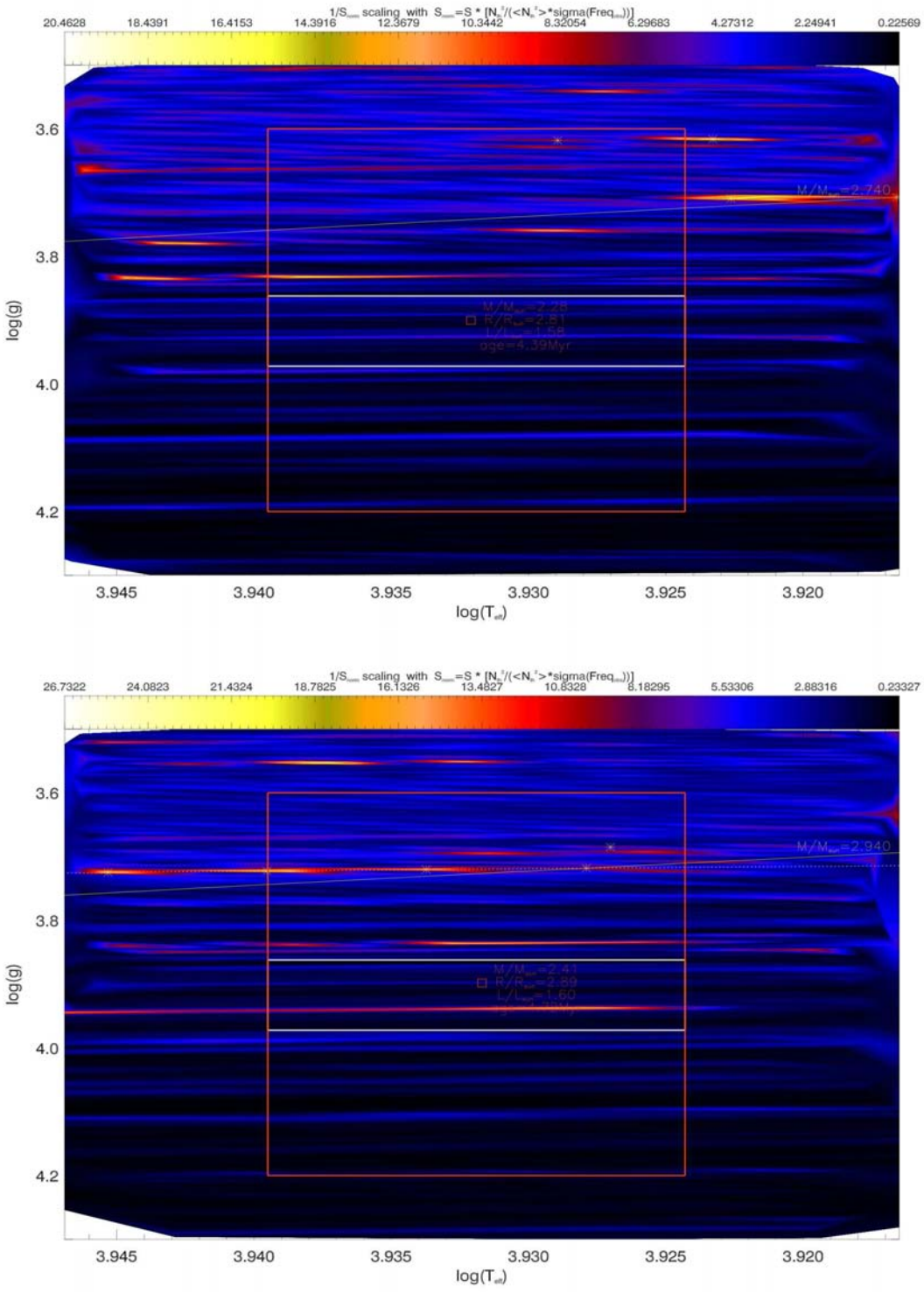


FIGURE 8.4 – Diagrammes de répartition des valeurs de S_{norm} : 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G5 (en haut) et G6 (en bas). Même légende que la figure 8.2.

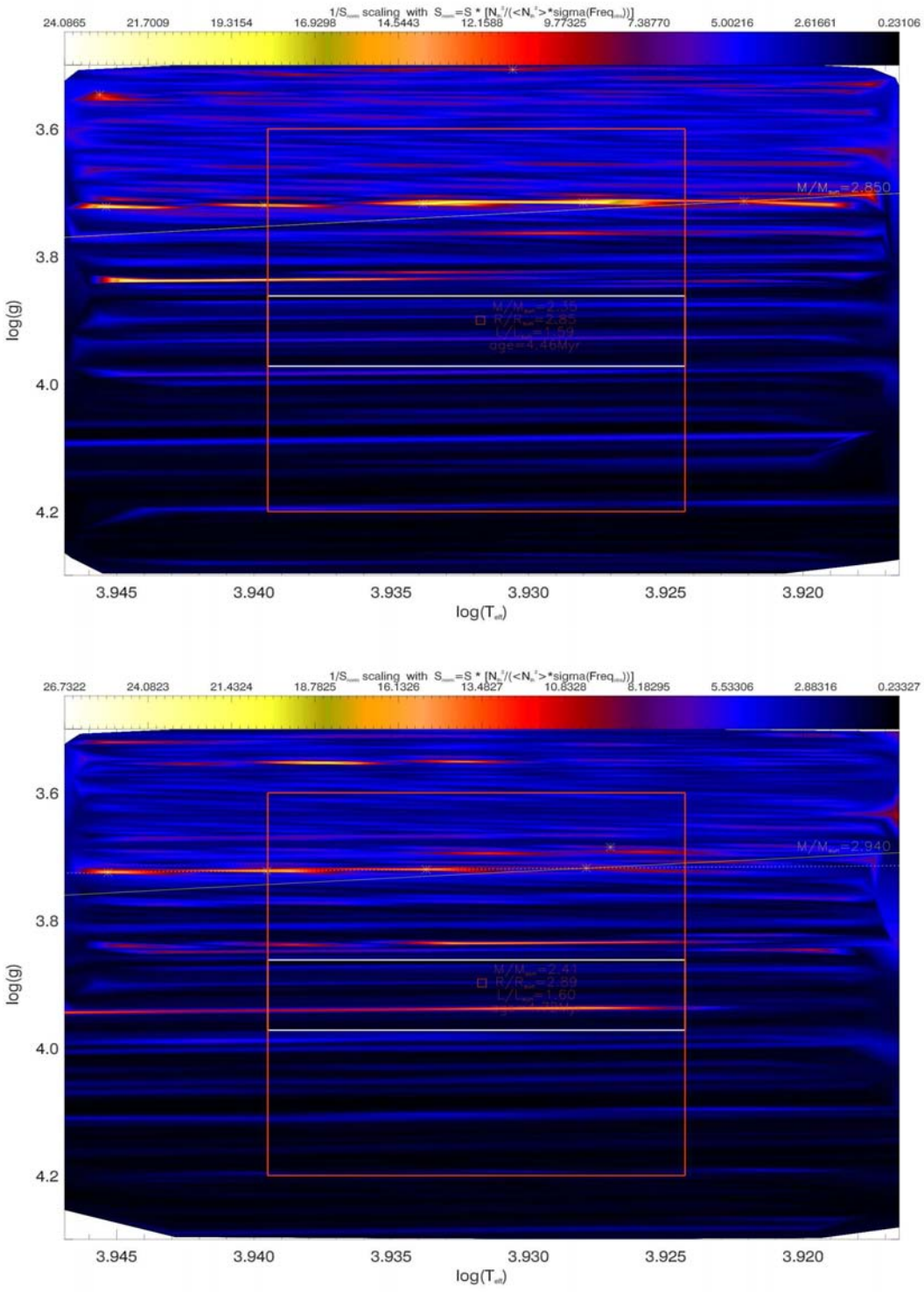


FIGURE 8.5 – Diagrammes de répartition des valeurs de S_{norm} : 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G5 (en haut) et G6 (en bas). Même légende que la figure 8.2.

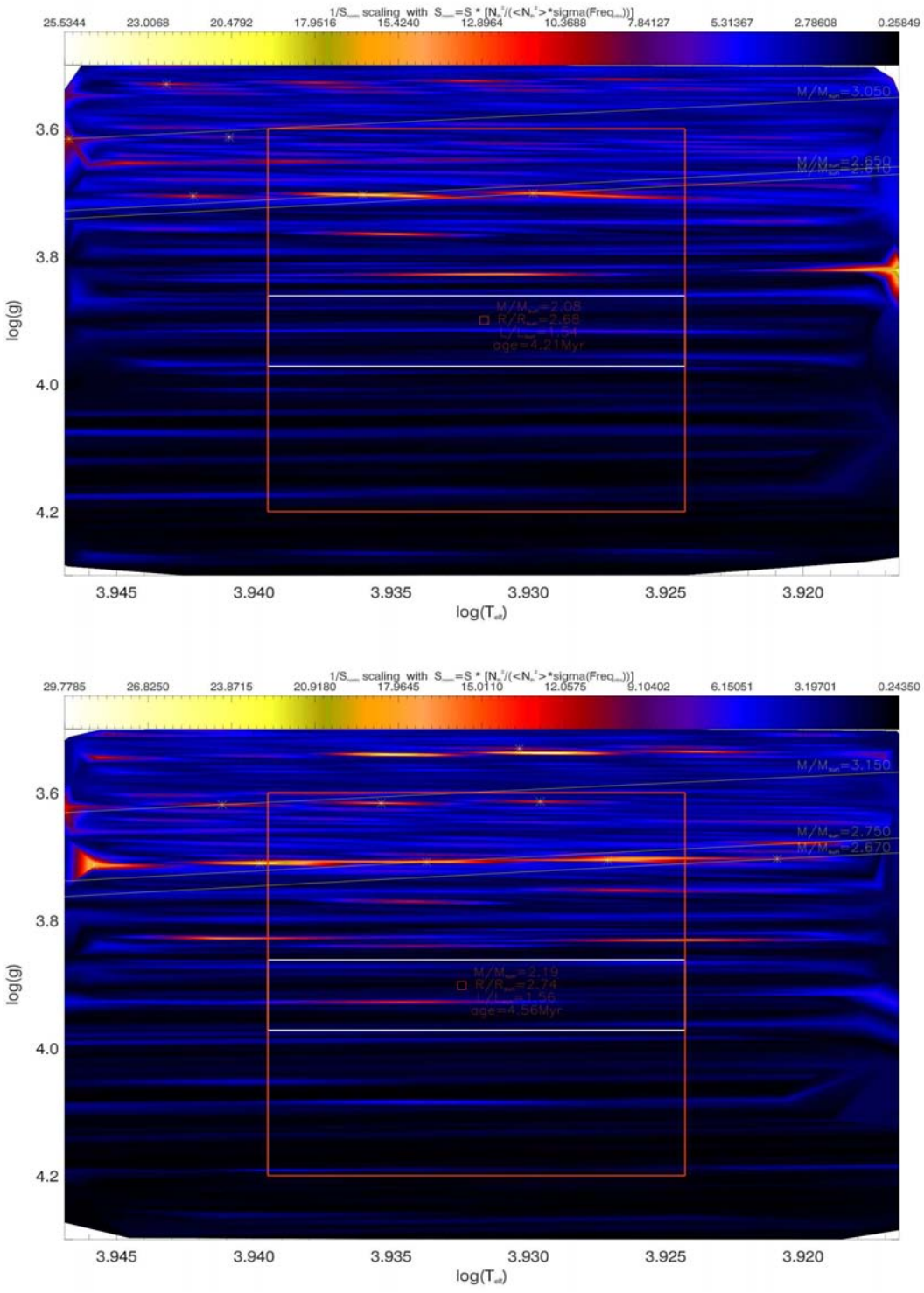


FIGURE 8.6 – Diagrammes de répartition des valeurs de S_{norm} : 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G7 (en haut) et G8 (en bas). Même légende que la figure 8.2.

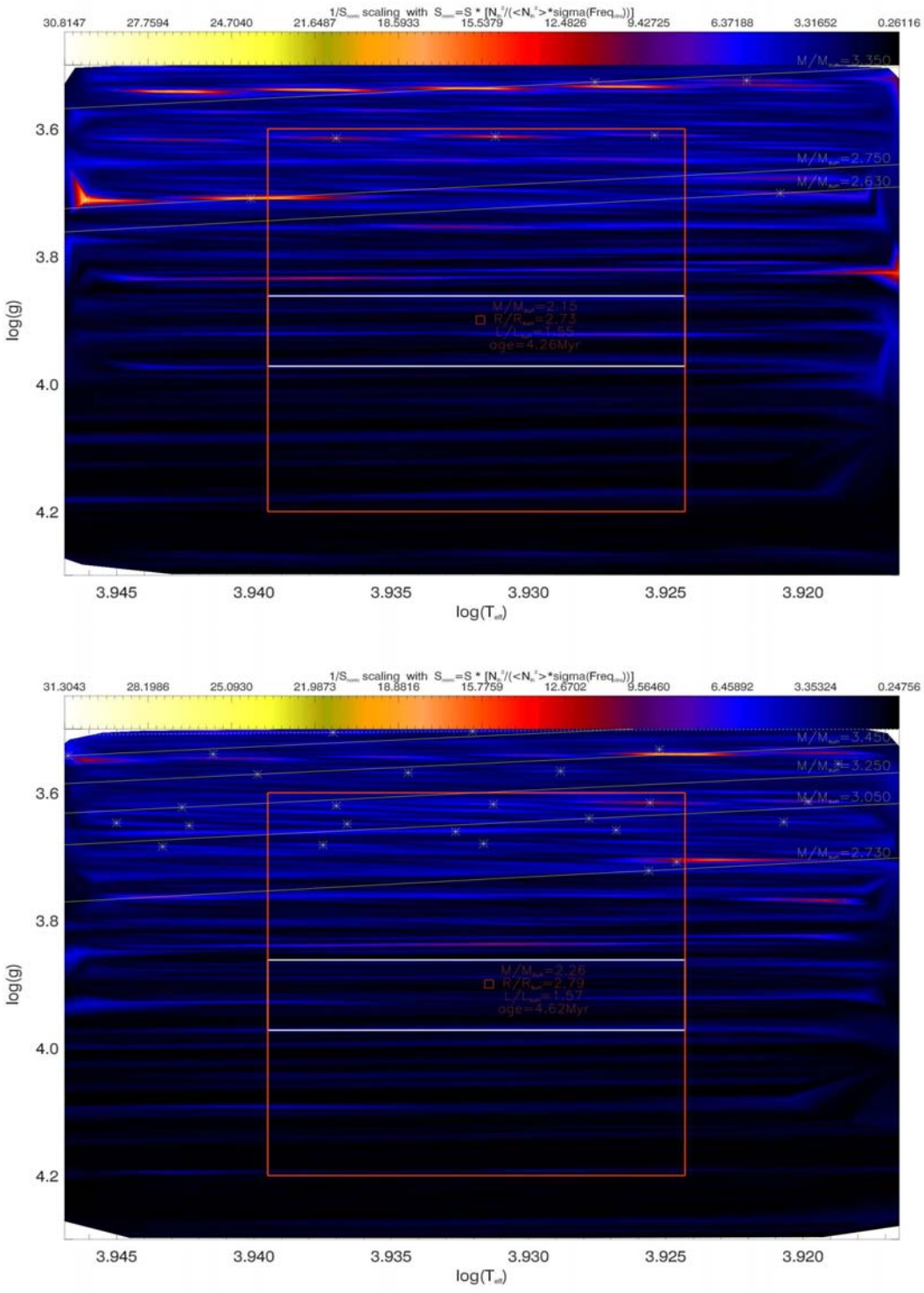


FIGURE 8.7 – Diagrammes de répartition des valeurs de S_{norm} : 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G9 (en haut) et G10 (en bas). Même légende que la figure 8.2.

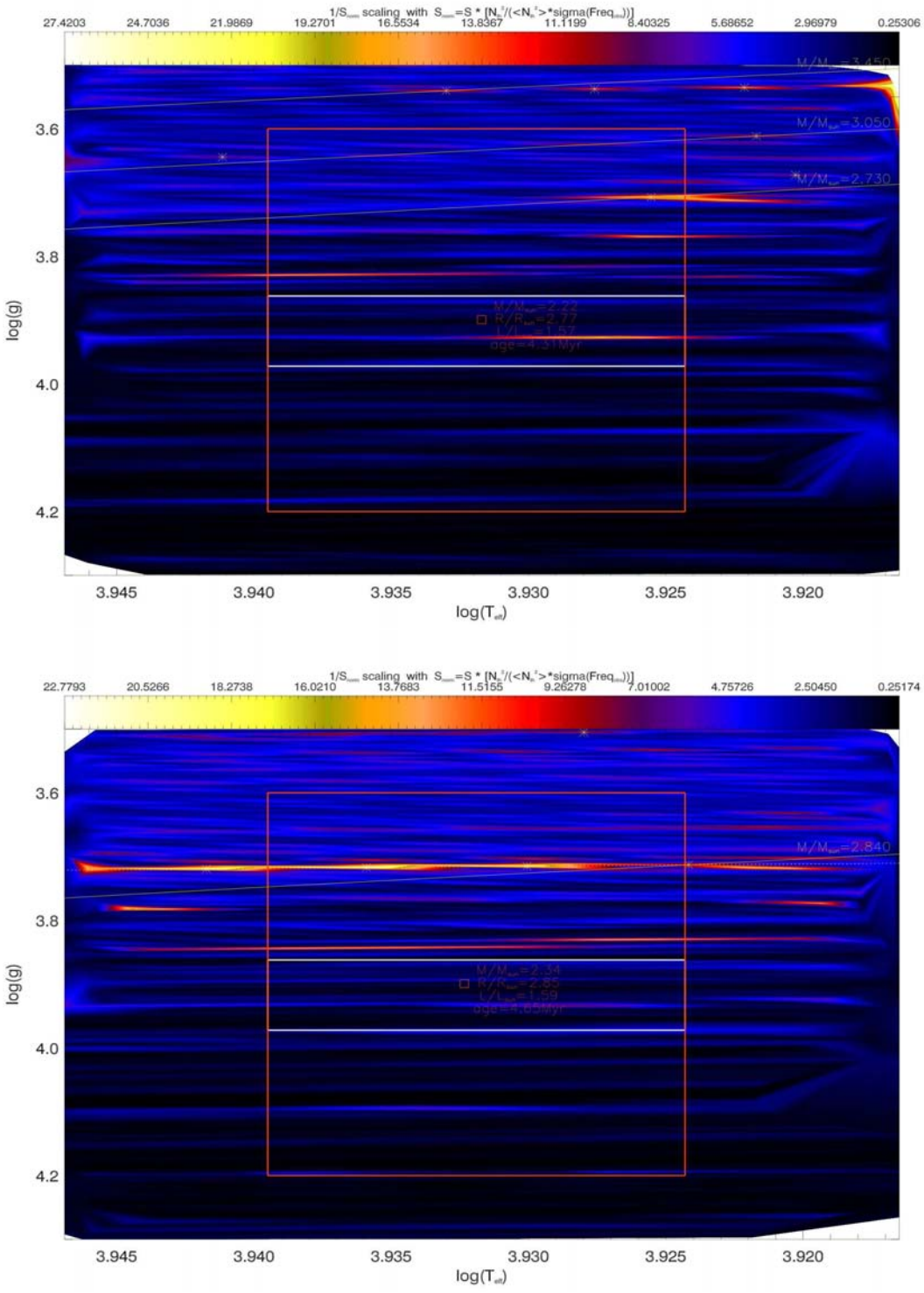


FIGURE 8.8 – Diagrammes de répartition des valeurs de S_{norm} : 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G11 (en haut) et G12 (en bas). Même légende que la figure 8.2.

grille	X_0	Z_0	mélange de métaux	S_{norm}	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$	$\log g$	$\log T_{\rm eff}$	$T_{\rm eff}$ (K)	$\log L/L_\odot$	$P_{\rm rot}$ (h)	nbr $\ell = 0$
G1	0.704	0.014	AGS05	0.048	2.84	3.878	3.714	3.944	8786	1.905	103.5	1
G2	0.704	0.020	AGS05	0.054	3.23	4.608	3.621	3.928	8464	1.990	97.4	1
G3	0.724	0.014	AGS05	0.050	3.14	4.566	3.616	3.923	8381	1.965	97.8	1
G4	0.724	0.020	AGS05	0.047	3.02	3.962	3.722	3.940	8700	1.907	101.8	1
G5	0.744	0.014	AGS05	0.044	3.01	3.956	3.722	3.945	8818	1.929	100.8	1
G6	0.744	0.020	AGS05	0.050	3.45	4.707	3.631	3.934	8580	2.032	97.4	1
G7	0.684	0.014	GN93	0.039	2.65	3.794	3.703	3.936	8631	1.855	100.5	1
G8	0.684	0.020	GN93	0.040	2.79	3.860	3.711	3.940	8706	1.885	100.6	1
G9	**0.704**	**0.014**	**GN93**	**0.035**	**2.75**	**3.839**	**3.709**	**3.940**	**8712**	**1.882**	**102.1**	**1**
G10	0.704	0.020	GN93	0.055	3.13	4.561	3.616	3.926	8425	1.973	97.3	1
G11	0.724	0.014	GN93	0.045	2.73	3.833	3.707	3.926	8424	1.822	101.2	1
G12	0.724	0.020	GN93	0.044	2.92	3.920	3.717	3.936	8627	1.883	100.2	1

TABLEAU 8.2 – Paramètres des modèles situés dans la boîte d'erreur numéro 1 et présentant, pour chaque grille, la valeur minimale de $S_{\rm norm}$ (ajustement des fréquences théoriques à 8 fréquences observées).

grille	X_0	Z_0	mélange de métaux	S_{norm}	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$	$\log g$	$\log T_{\rm eff}$	$T_{\rm eff}$ (K)	$\log L/L_\odot$	$P_{\rm rot}$ (h)	nbr $\ell = 0$
G1	0.704	0.014	AGS05	0.053	3.16	4.564	3.619	3.939	8684	2.027	95.6	1
G2	0.704	0.020	AGS05	0.054	3.23	4.608	3.621	3.927	8464	1.990	97.4	1
G3	0.724	0.014	AGS05	0.097	3.18	4.583	3.618	3.929	8491	1.991	96.9	1
G4	0.724	0.020	AGS05	0.056	2.98	3.946	3.720	3.934	8585	1.880	101.8	1
G5	0.744	0.014	AGS05	0.044	2.89	3.907	3.716	3.928	8472	1.849	100.2	1
G6	0.744	0.020	AGS05	0.050	3.45	4.707	3.631	3.934	8580	2.032	97.4	1
G7	**0.684**	**0.014**	**GN93**	**0.039**	**2.65**	**3.794**	**3.703**	**3.936**	**8631**	**1.855**	**100.5**	**1**
G8	0.684	0.020	GN93	0.049	2.75	3.842	3.709	3.934	8584	1.857	102.1	1
G9	0.704	0.014	GN93	0.048	3.03	4.505	3.612	3.931	8535	1.985	96.4	1
G10	0.704	0.020	GN93	0.055	3.13	4.561	3.616	3.926	8425	1.973	97.3	1
G11	0.724	0.014	GN93	0.045	2.73	3.833	3.707	3.926	8424	1.822	101.2	1
G12	0.724	0.020	GN93	0.044	2.92	3.920	3.717	3.936	8628	1.883	100.2	1

TABLEAU 8.3 – Paramètres des modèles situés dans la boîte d'erreur numéro 2 et présentant, pour chaque grille, la valeur minimale de $S_{\rm norm}$ (ajustement des fréquences théoriques à 8 fréquences observées).

grille	X_0	Z_0	mélange de métaux	S_{norm}	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$	$\log g$	$\log T_{eff}$	T_{eff} (K)	$\log L/L_\odot$	P_{rot} (h)	âge (10^6 ans)	nbr $\ell = 0$
G1	0.704	0.014	AGS05	0.421	2.28	2.927	3.863	3.929	8499	1.603	97.9	3.2	0
G2	0.704	0.020	AGS05	0.445	2.39	2.975	3.870	3.930	8503	1.618	97.8	3.4	0
G3	0.724	0.014	AGS05	0.135	2.22	2.688	3.926	3.932	8549	1.539	61.5	3.9	0
G4	**0.724**	**0.020**	**AGS05**	**0.049**	**2.30**	**2.700**	**3.938**	**3.928**	**8477**	**1.529**	**54.0**	**4.3**	**1**
G5	0.744	0.014	AGS05	0.135	2.25	2.700	3.928	3.927	8443	1.522	61.2	4.2	0
G6	0.744	0.020	AGS05	0.214	2.53	3.045	3.874	3.929	8498	1.637	75.1	3.5	1
G7	0.684	0.014	GN93	0.116	2.01	2.580	3.918	3.926	8439	1.481	53.9	3.9	1
G8	0.684	0.020	GN93	0.066	2.15	2.639	3.928	3.935	8601	1.534	54.0	3.9	1
G9	0.704	0.014	GN93	0.084	2.07	2.605	3.923	3.927	8450	1.492	53.9	4.0	1
G10	0.704	0.020	GN93	0.152	2.17	2.670	3.922	3.925	8410	1.505	62.4	4.2	0
G11	0.724	0.014	GN93	0.044	2.13	2.629	3.927	3.927	8459	1.502	53.9	4.1	1
G12	0.724	0.020	GN93	0.433	2.40	2.980	3.870	3.931	8525	1.624	97.8	3.4	0

TABLEAU 8.4 – Paramètres des modèles situés dans la boîte d'erreur numéro 3 et présentant, pour chaque grille, la valeur minimale de S_{norm} (ajustement des fréquences théoriques à 8 fréquences observées).

grille	X_0	Z_0	mélange de métaux	S_{norm}	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$	$\log g$	$\log T_{\rm eff}$	$T_{\rm eff}$ (K)	$\log L/L_\odot$	$P_{\rm rot}$ (h)	âge (10^6 ans)	nbr $\ell = 0$
G1	0.704	0.014	AGS05	0.227	2.24	2.867	3.874	3.927	8456	1.576	95.5	3.5	0
G2	0.704	0.020	AGS05	0.262	2.39	2.933	3.882	3.934	8592	1.624	97.9	3.4	0
G3	0.724	0.014	AGS05	0.252	2.34	2.909	3.880	3.934	8584	1.615	95.9	3.3	0
G4	0.724	0.020	AGS05	0.265	2.46	2.960	3.887	3.935	8606	1.635	97.0	3.4	0
G5	0.744	0.014	AGS05	0.254	2.41	2.938	3.884	3.935	8602	1.627	96.0	3.4	0
G6	0.744	0.020	AGS05	0.359	2.53	2.986	3.891	3.935	8617	1.645	95.7	3.5	0
G7	0.684	0.014	GN93	0.218	2.17	2.837	3.869	3.935	8605	1.598	96.3	3.1	0
G8	**0.684**	**0.020**	**GN93**	**0.019**	**2.07**	**2.556**	**3.939**	**3.925**	**8413**	**1.468**	**79.5**	**4.3**	**0**
G9	0.704	0.014	GN93	0.071	2.19	2.854	3.868	3.926	8442	1.569	75.1	3.4	0
G10	0.704	0.020	GN93	0.249	2.29	2.889	3.877	3.928	8467	1.585	95.5	3.6	0
G11	0.724	0.014	GN93	0.059	2.25	2.879	3.872	3.926	8441	1.577	75.8	3.4	0
G12	0.724	0.020	GN93	0.255	2.40	2.937	3.883	3.935	8614	1.630	97.8	3.4	0

Tableau 8.5 – Paramètres des modèles situés dans la boîte d'erreur numéro 3 et présentant, pour chaque grille, la valeur minimale de $S_{\rm norm}$ (ajustement des fréquences théoriques à 5 fréquences observées).

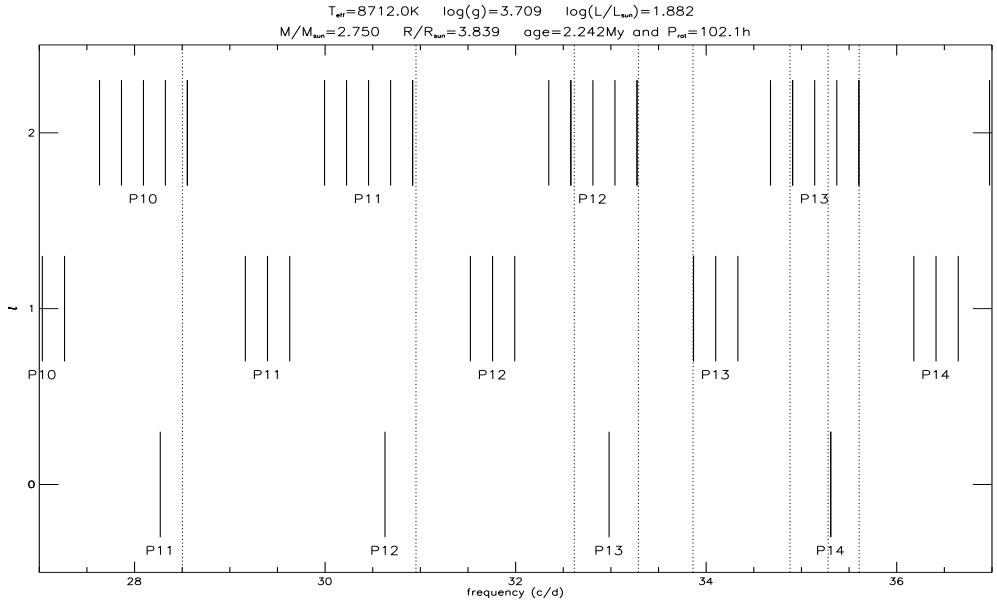


FIGURE 8.9 – Fréquences théoriques et observées pour le meilleur modèle de la boîte d'erreur globale, dite boîte numéro 1 : grille G9, $M/M_{\odot} = 2.75$ et $S_{\rm norm} = 0.035$. Les lignes verticales en pointillés représentent les fréquences observées. Les segments en trait plein représentent les fréquences théoriques. En particulier, ceux en gras correspondent aux fréquences théoriques s'ajustant le mieux aux fréquences observées. L'ordre radial des modes correspondant est indiqué.

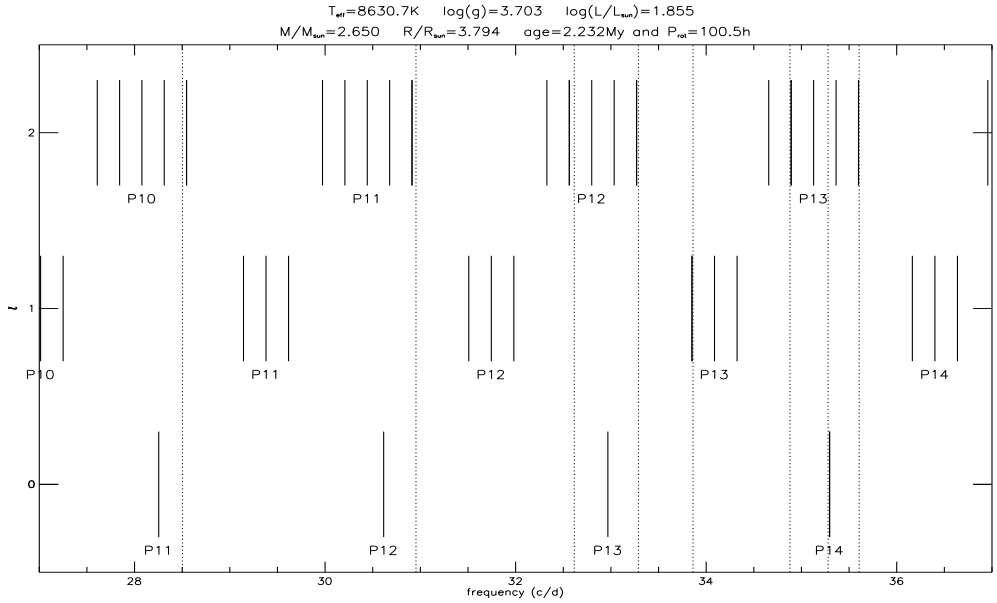


FIGURE 8.10 – Fréquences théoriques et observées pour le meilleur modèle de la boîte d'erreur numéro 2 : grille G7, $M/M_{\odot} = 2.65$ et $S_{\mathrm{norm}} = 0.039$. Même légende que la Figure 8.9.

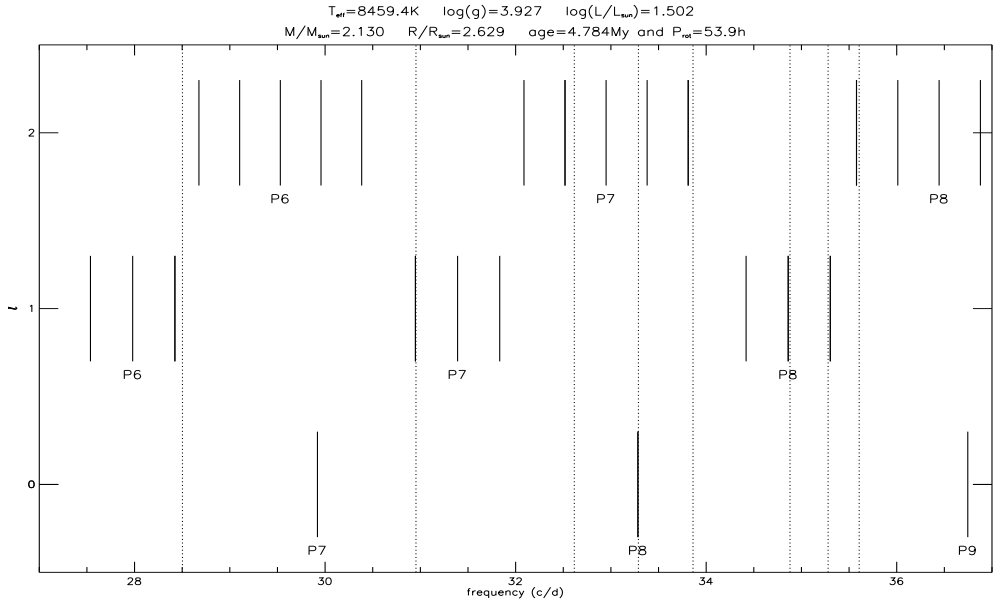


FIGURE 8.11 – Fréquences théoriques et observées pour le meilleur modèle de la boîte d'erreur numéro 3 : grille G4, $M/M_{\odot} = 2.13$ et $S_{\mathrm{norm}} = 0.044$. Même légende que la Figure 8.9.

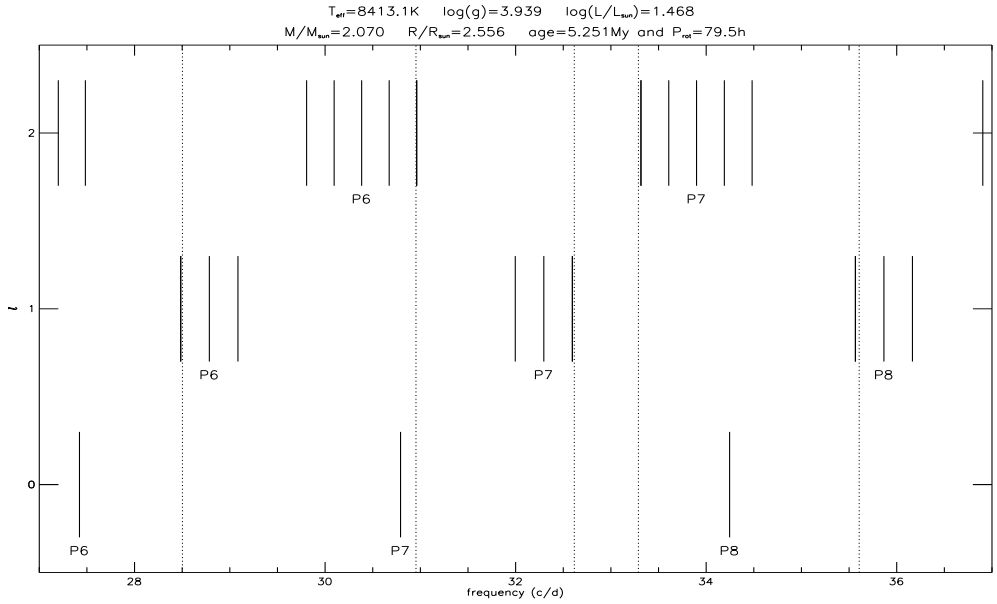


FIGURE 8.12 – Fréquences théoriques et observées pour le meilleur modèle de la boîte d'erreur numéro 3 (calculs d'ajustement incluant 5 fréquences) : grille G8, $M/M_{\odot} = 2.07$ et $S_{\mathrm{norm}} = 0.019$. Même légende que la Figure 8.9.

Partie IV

Ouverture vers d'autres étoiles de la bande d'instabilité PMS

9

Ouverture vers d'autres étoiles de la bande d'instabilité PMS - résultats préliminaires des observations HARPS

Sommaire

9.1 Traitement de données 213

9.2 Découverte de pulsations non-radiales dans l'étoile Ae de Herbig V 1247 Ori 214

9.2.1 Mise en évidence de pulsations non-radiales 214

9.2.2 Analyse fréquentielle *Period04* 215

9.2.3 Identification préliminaire des modes de pulsations 216

9.3 Découverte de pulsations non-radiales dans l'étoile Ae de Herbig HD 35929 216

9.3.1 Mise en évidence de pulsations non-radiales 216

9.3.2 Analyse fréquentielle *Period04* 217

9.3.3 Identification préliminaire des modes de pulsations 218

9.4 Résultats pour les autres cibles de la campagne HARPS 2008 . . . 219

9.5 Résumé et discussion 220

9.1 Traitement de données

Les spectres fournis à l'issu du *pipeline* de réduction de données associé à HARPS sont des spectres pré-normalisés s'étendant sur une large gamme de longueurs d'onde (de 378 nm à 691 nm). Pour obtenir de tels spectres, les 72 ordres de chaque spectre ont été concaténés pendant la réduction de données. Le continu résultant varie de manière lente mais significative sur la totalité du spectre et n'est donc pas à l'unité sur la gamme de longueurs d'onde couverte. Afin de pouvoir extraire les profils LSD de ces spectres pour en augmenter substantiellement le SNR et de pouvoir étudier les variations présentes dans les profils équivalents élargis par rotation, une nouvelle normalisation de ces spectres a été nécessaire, afin d'obtenir un continu à l'unité sur leur intégralité.

Pour ce faire, l'outil de normalisation spectrale présenté dans le chapitre 4 a été utilisé en fixant le nombre d'ordre à 1, à savoir le spectre entier (les ordres de chaque spectre ayant déjà été concaténés). Pour cela, connaissant les valeurs de $T_{\rm eff}$ et de $\log g$ (ou estimant les valeurs de $\log g$, cf. section 2.2.3 et Tableau 2.4), des demandes de listes de raies ont été effectuées à la base de données atomiques en ligne VALD (cf. section 4.2.1) afin de construire un peigne et d'extraire les zones de continu des spectres. Par ailleurs, la plage de longueurs d'onde couverte par le spectre étant très vaste, un polynôme unique n'a pas été ajusté au spectre entier pour le normaliser, comme ce fut le cas ordre par ordre pour les spectres échelle de HD 104237 (tel que décrit dans la section 4.2.2), ce spectre n'ayant pas un profil global de type polynomial de bas degré. Un ajustement du continu résiduel a néanmoins été réalisé via une fonction de *spline* c'est-à-dire qu'un polynôme de bas degré a été ajusté de manière locale au continu, sur des plages réduites de longeurs d'onde (typiquement sur des plages de 125 Å), en s'assurant de la continuité de la normalisation aux noeuds de cette fonction. Cette méthode a fait l'objet d'une option dans le programme automatisé de normalisation spectrale.

Un profil LSD équivalent a ensuite été extrait de chaque spectre par déconvolution de celui-ci avec un masque de type égal ou proche du type spectral de l'étoile, grâce à la méthode LSD (cf. section 2.2.1). Ceci a été effectué pour chaque spectre de la campagne d'observation HARPS 2008, ce qui a permis de construire les séries temporelles de profils LSD de chaque étoile sur la durée de leurs observations respectives. Ces séries temporelles ont ensuite été traitées de la même manière que celle décrite dans la section 7.1 (correction de la vitesse radiale, soustraction du profil LSD moyen de la nuit, etc.).

Le résultat de ce traitement de données pour les étoiles V1247 Ori et HD 35929 est présenté dans les Figures 9.1 et 9.4. La démarche d'analyse adoptée dans les sections 9.2 et 9.3 de ce chapitre est la même que celle explicitée dans le chapitre 7. Pour plus de détails, nous invitons le lecteur à s'y rapporter.

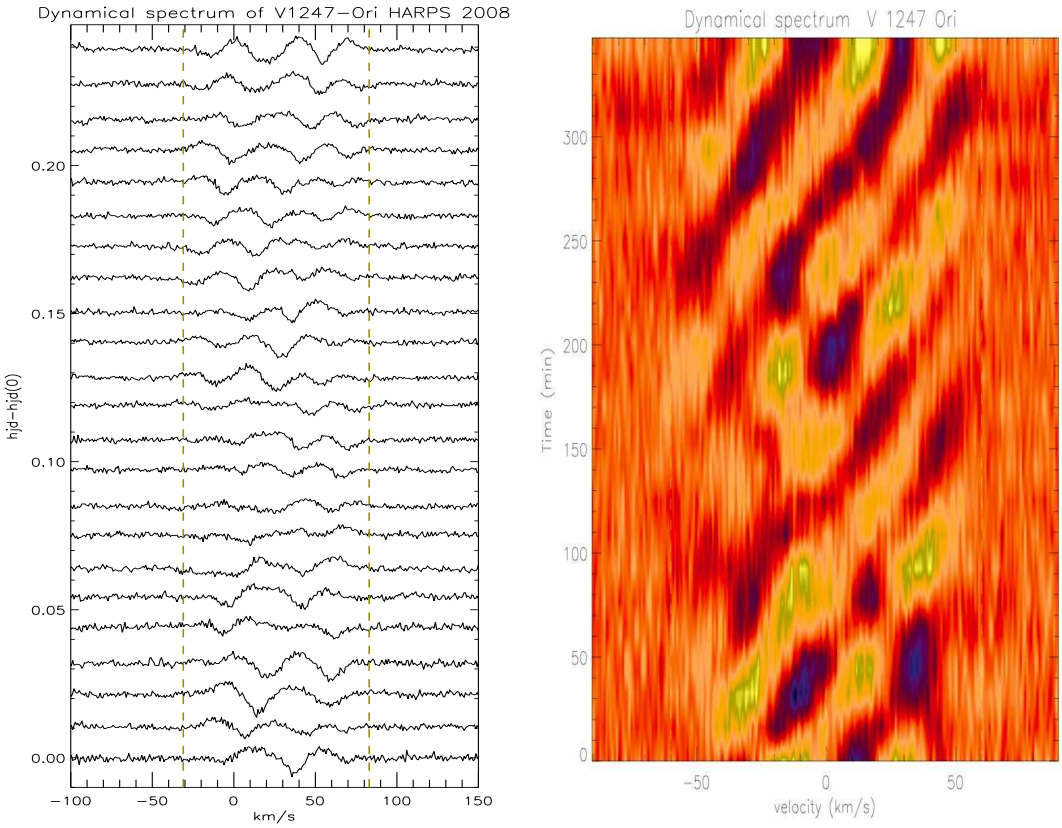


FIGURE 9.1 – Variations temporelles des profils LSD résiduels dues aux pulsations non-radiales de V1247 Ori pendant la nuit du 12 novembre de la campagne HARPS 2008. **A gauche :** séries temporelles des profils LSD résiduels auxquels a été soustrait le profil LSD moyen de la nuit. Les profils sont centrés sur la vitesse radiale de l'étoile. **A droite :** profils résiduels dynamiques représentés en niveaux de couleurs ; les écarts positifs au profil résiduel moyen ("bosses") apparaissent en jaune, les écarts négatifs ("creux") apparaissent en violet. Les profils ont été corrigés de la vitesse radiale et sont donc centrés sur zéro.

9.2 Découverte de pulsations non-radiales dans l'étoile Ae de Herbig V 1247 Ori

9.2.1 Mise en évidence de pulsations non-radiales

De la même manière que les figures 7.1 et 7.2 représentant les séries temporelles de HD 104237 pendant la campagne d'observation SAAO 1999 mettaient nettement en évidence des pulsations non-radiales dans cette étoile, il est clair que la figure 9.1 en fait de même pour l'étoile V1247 Ori pendant la nuit du 12 novembre de la campagne HARPS 2008 : les variations visibles dans les profils des raies équivalents (LSD) sont clairement

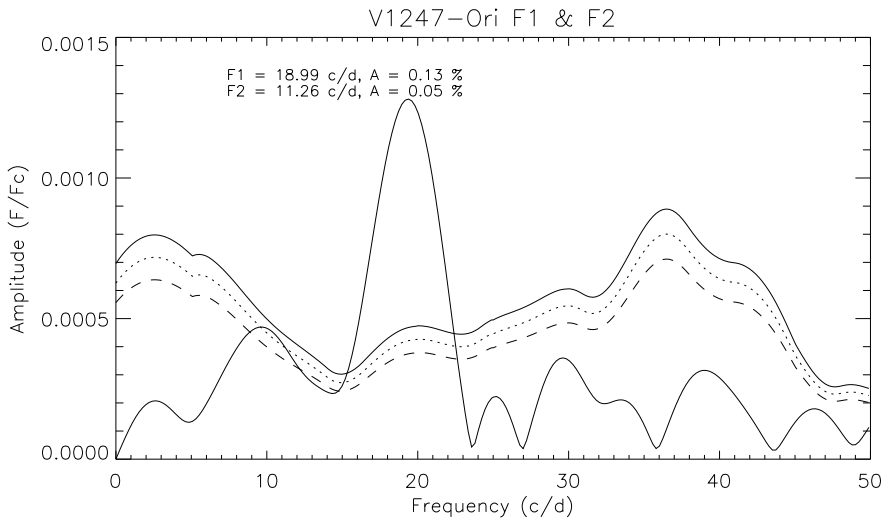


FIGURE 9.2 – Périodogramme des variations de la médiane des trois *bins* (colonnes) de vitesse centraux des profils LSD montrés dans la Figure 9.1. Sont également représentées les limites des différents niveaux de confiance sur les valeurs des fréquences : en trait plein, pointillés et tirets sont associées respectivement les courbes représentant 4.0, 3.6 et 3.2 fois le niveau moyen d'amplitude du bruit (c'est-à-dire aux niveaux de confiance de 99.9%, 99.0% et 90.0% respectivement), déterminé après *prewhitening* des fréquences F_1 et F_2.

d'origine non-radiale. En outre, le nombre de "creux" et de "bosses", indicatif du nombre de lignes nodales à la surface stellaire, semble indiquer la présence d'un mode de degré ℓ compris entre 2 et 4.

9.2.2 Analyse fréquentielle *Period04*

De la même manière que dans le cas de HD 104237 (cf. section 7.2), une analyse Period04 a été menée sur la médiane des trois *bins* de vitesse centraux des profils LSD résiduels de la série temporelle relative à V1247 Ori. Deux fréquences ont été mises en évidences : la première à $18.99\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ et la seconde à $11.26\,\mathrm{c\,j^{-1}}$. Ces résultats sont présentés dans le Tableau 9.1 et peuvent être visualisés dans le périodogramme de la Figure 9.2. Les niveaux de confiance sur les valeurs des fréquences ont été estimés selon la méthode proposé par Breger et al. (1993) et Kuschnig et al. (1997), telle qu'exposée dans la section 7.2. Il est clair d'après la Figure 9.2 que la fréquence F_1 est déterminée avec un niveau de confiance de 99.9% et la fréquence F_2 avec un niveau de confiance de 99.0%. Selon Kurtz & Müller (1999), il est possible d'estimer l'erreur sur les fréquences comme égale à $1/(4\,\Delta t)$, où Δt est la durée du jeu de données étudié (cf. section 7.2), soit 6 heures dans le cas de la série temporelle de V1247 Ori étudiée ici. La barre d'erreur sur nos deux fréquences serait donc de $\pm 1\,\mathrm{c\,j^{-1}}$.

Une analyse parallèle avec le logiciel *SigSpec* a permis d'extraire une fréquence à $19.18\,\mathrm{c\,j^{-1}}$, qui peut être identifiée à F_1 considérant les barres d'erreur, mais pas de retrouver la fréquence F_2.

#	F_{P04} ($\mathrm{c\,j^{-1}}$)	F_{P04} (μHz)	A_{P04} (F/F_{moy})
F_1	18.99	219.79	0.0013
F_2	11.26	130.32	0.0005

TABLEAU 9.1 – Fréquences des variations observées dans les profils de raies équivalents de V1247 Ori, déterminées avec le logiciel Period04. Les différentes colonnes sont : (1) numéro de fréquence, par ordre décroissant d'amplitude, (2) fréquence en $\mathrm{c\,j^{-1}}$ et (3) en μHz, (4) amplitude de la variation du flux par rapport à la valeur moyenne du flux au centre du profil relative à cette fréquence.

9.2.3 Identification préliminaire des modes de pulsations

Une analyse préliminaire des modes des pulsations observées dans l'étoile de Herbig V1247 Ori a été effectuée grâce à la méthode F2D (cf. section 7.3). Le résultat est présenté dans la Figure 9.3. Il apparaît clairement que le mode à $11.26\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ correspond à un $\hat{m}$ apparent de 2 ou 3, ce qui correspond à $\ell = 0$ ou 1. La fréquence à $18.99\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ se voit de manière moins évidente, mais semble correspondre à un $\hat{m}$ apparent de 4 à 6, ce qui indique une valeur de ℓ comprise entre 3 et 5. Notons que sans simulation plus complète, il n'est pas possible de conclure quant à la nature radial ($\ell = 0$) ou non-radiale ($\ell = 1$) du mode associé à la fréquence F_2.

Remarque : L'analyse des profils LSD a permis de déterminer une valeur de $v \sin i$ de $57 \pm 5\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ pour V1247 Ori, l'incertitude de $\pm 5\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ n'étant, à ce stade, qu'une estimation.

9.3 Découverte de pulsations non-radiales dans l'étoile Ae de Herbig HD 35929

9.3.1 Mise en évidence de pulsations non-radiales

De la même manière que la Figure 9.1 pour V1247 Ori, les faibles variations visibles dans la Figure 9.4 relative à HD 35929 sont les signatures d'oscillations non-radiales dans le spectre de cette étoile. Notons que l'amplitude de ces variations est bien plus faible que celle des variations observées dans les profils de raies de V1247 Ori.

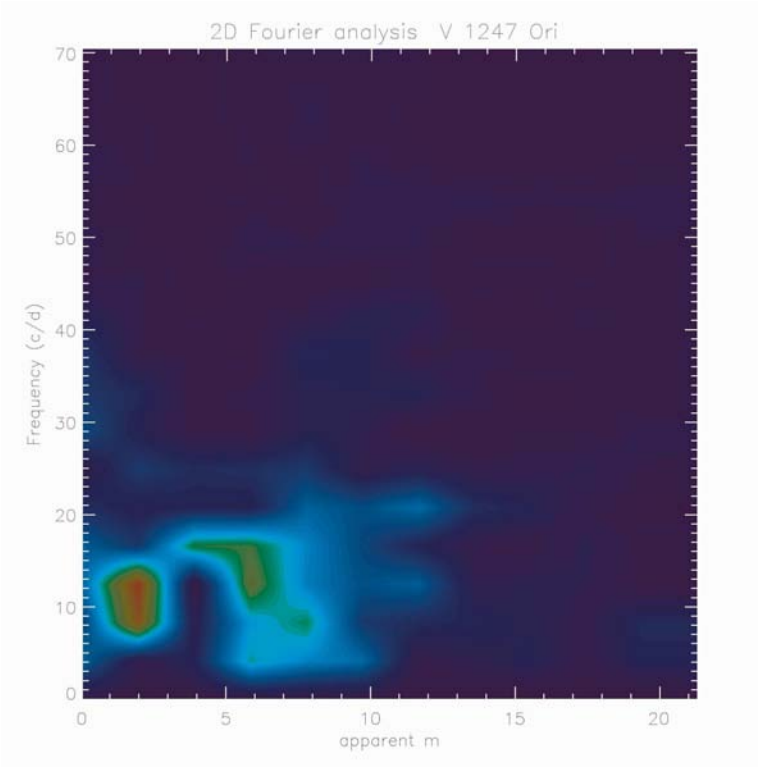


FIGURE 9.3 – Résultats de l'analyse Fourier 2D des variations de profils de raies observées dans l'étoile V1247 Ori pour la nuit du 12 novembre 2008. Le $\hat{m}$ apparent correspond à une valeur $\ell + 2$ quand $\hat{m}$ est proche de zéro, à $\ell + 1$ quand $\hat{m} < 10$ et à ℓ quand $\hat{m} \geq 10$.

9.3.2 Analyse fréquentielle *Period04*

L'analyse fréquentielle des trois bins de vitesse centraux des profils LSD résiduels de HD 35929 présentés dans la Figure 9.4 a été réalisée avec le logiciel *Period04*. Une seule fréquence dépassant le seuil de confiance de 90.0% a pu être extraite, à $5.75\,\mathrm{c\,j^{-1}}$. En particulier, le niveau de confiance relatif à la détection de cette fréquence est de 99.9%. Cette étoile ayant été observée pendant 4.7 heures, l'incertitude sur la fréquence détectée est d'environ $\pm 1.28\,\mathrm{c\,j^{-1}}$. Une autre fréquence autour de $33\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ semble émerger dans le périodogramme de la Figure 9.5, mais son niveau de confiance a été jugé trop faible pour pouvoir conclure quant à son existence réelle à ce stade. Cette incertitude quant à l'existence de cette fréquence à $33\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ laisse entrevoir les limites de la méthode itérative proposée par Breger et al. (1993) et Kuschnig et al. (1997). En effet, la décision de stopper le processus itératif de *prewhitening* et de détermination des fréquences, lorsque le niveau de bruit et le pic correspondant à une fréquence probable ne permettent plus de conclure avec certitude, est plus ou moins arbitraire, bien que la fréquence en question puisse être réelle.

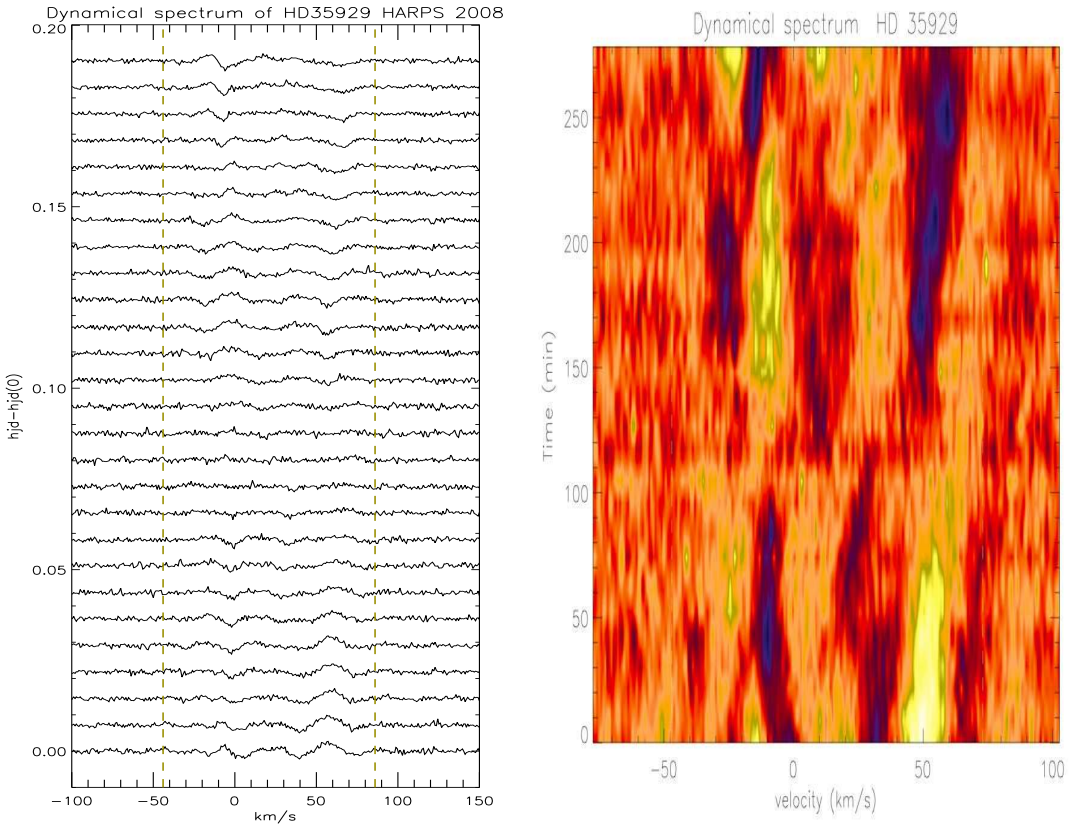


FIGURE 9.4 – Variations temporelles des profils LSD résiduels dues aux pulsations non-radiales de HD 35929 pour la nuit du 10 novembre de la campagne HARPS 2008. La légende est la même que celle de la Figure 9.1.

#	F_{P04} ($c\,j^{-1}$)	F_{P04} (μHz)	A_{P04} (F/F_{moy})
F_1	5.75	66.55	0.00027

TABLEAU 9.2 – Fréquences des variations observées dans les profils de raies équivalents de HD 35929, déterminées avec le logiciel Period04. La légende des colonnes est la même que celle du Tableau 9.1.

9.3.3 Identification préliminaire des modes de pulsations

Une analyse F2D effectuée sur la série temporelle des profils LSD de HD 35929 pour la nuit du 10 novembre 2008 a été réalisée et le résultat est présenté dans la Figure 9.6. La fréquence détectée à $5.74\,c\,j^{-1}$ correspond à un $\hat{m}$ apparent de 7 - 8, ce qui indique une valeur de ℓ de 6 ou 7 pour le mode associé à cette fréquence.

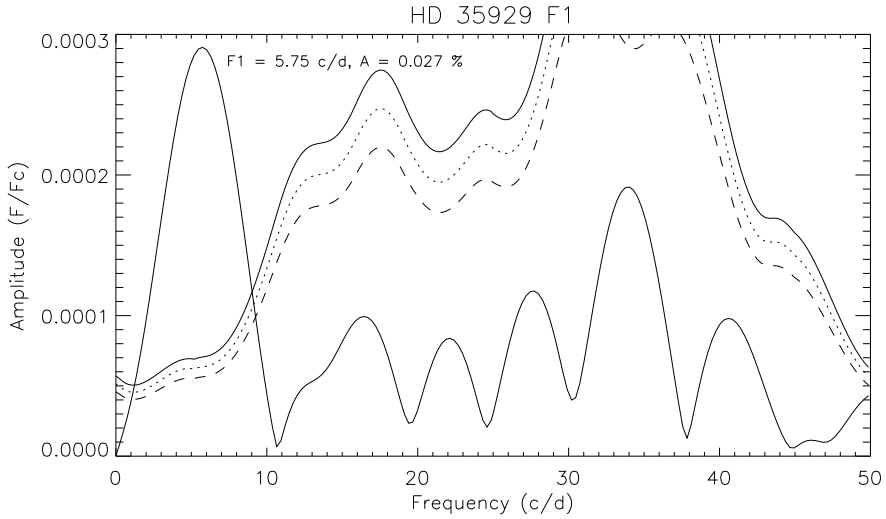


FIGURE 9.5 – Périodogramme des variations de la médiane des trois *bins* (colonnes) de vitesse centraux des profils LSD montrés dans la Figure 9.4, sans *prewhitening*. Même légende que dans la Figure 9.2. Les courbes représentant les niveaux de confiance de 99.9%, 99.0% et 90.0% ont été déterminées après *prewhitening* de la fréquence F_1.

Remarque : L'analyse des profils LSD a permis de déterminer une valeur de $v \sin i$ de $62 \pm 5\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ pour HD 35929, ce qui est proche de la valeur donnée par Miroshnichenko et al. (2004) (l'incertitude de $\pm 5\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ n'est, à ce stade, qu'une estimation).

9.4 Résultats pour les autres cibles de la campagne HARPS 2008

Le même type d'analyses que celles présentées dans les sections précédentes a été entrepris pour les étoiles PDS 2 et HD 190073. Les séries temporelles de ces deux étoiles n'ont montré, en première analyse, aucune signature particulière d'oscillation. En particulier, aucune des trois fréquences déterminées par photométrie par Bernabei et al. (2007) pour PDS 2 n'a été retrouvée dans cette analyse préliminaire. La Figure 9.7 présente la série temporelle de profils LSD relative à cette étoile pour la nuit du 12 novembre 2008 (durée de la série : 3.1 heure). Ces résultats sont préliminaires et des analyses plus poussées de l'étoile PDS 2, sur bases de nos observations HARPS, sont en cours.

Remarque : L'analyse des profils LSD a permis de déterminer une valeur de $v \sin i$ de $13 \pm 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ pour PDS 2, ce qui tout à fait différent de la valeur de $175\,\mathrm{km\,s^{-1}}$donnée par Vieira et al. (2003) (l'incertitude de $\pm 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ n'est, à ce stade, qu'une estimation).

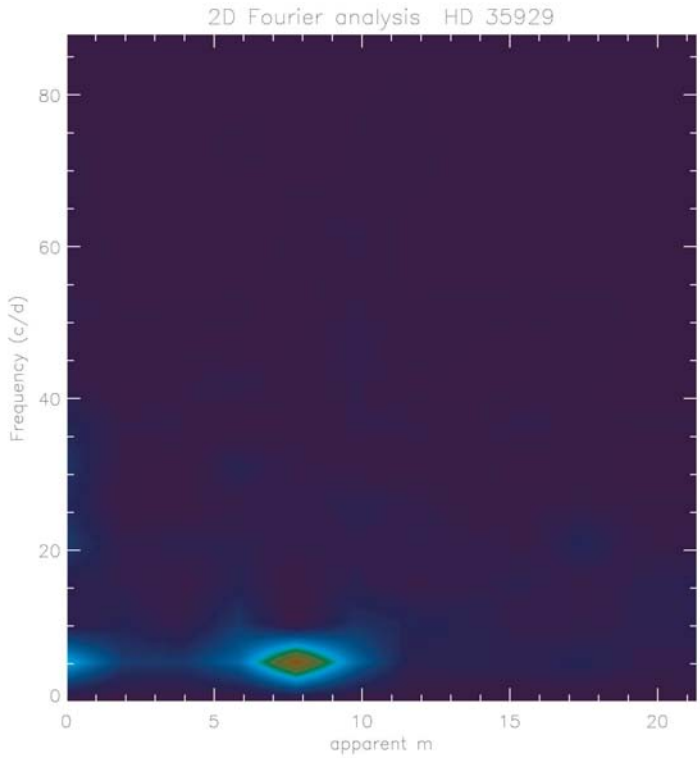


FIGURE 9.6 – Résultats de l'analyse Fourier 2D des variations de profils de raies observées dans l'étoile HD 35929 pour la nuit du 10 novembre 2008. Même légende que la Figure 9.3.

9.5 Résumé et discussion

Sur les quatre étoiles observées pendant la campagne HARPS 2008, deux ont confirmé leur caractère pulsant, à savoir V1247 Ori et HD 35929.

V1247 Ori : Lampens & Rufener (1990) avait détecté en photométrie une fréquence de pulsation de $10.31\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ chez V1247 Ori, et Caballero (2010), citant Debosscher et al. 2007, avait évoqué une fréquence de $11.11\,\mathrm{c\,j^{-1}}$. La fréquence F_2 de $11.26\pm1.00\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ issue de notre étude des variations des profils de raies équivalents de cette étoile confirme ces résultats. Une analyse préliminaire du mode correspondant grâce à la méthode Fourier 2D indique pour cette fréquence un mode de degré $\ell = 0$ ou 1. A ce stade, il est difficile de conclure sur la nature radiale ou non-radiale du mode en question et une série temporelle plus longue serait nécessaire pour trancher (celle-ci ne durant que 2/3 de nuit, c'est-à-dire six heures). En outre, nos travaux ont mis en évidence l'existence d'une seconde fréquence de pulsation à $18.99\pm1.00\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ correspondant vraisemblablement à un mode de pulsation non-radial de degré $\ell = 3$ à 5. Il est probable que ce soit ce mode qui est responsable de la

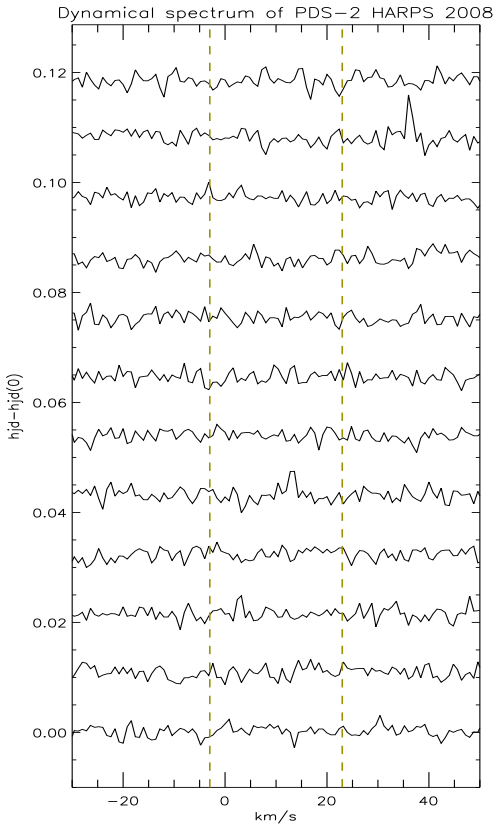


FIGURE 9.7 – Série temporelle des profils LSD résiduels de l'étoile PDS 2 pendant la nuit du 12 novembre 2008 (durée d'observation : 3.1 heures).

signature évidente de pulsations non-radiales dans les spectres dynamiques de V1247 Ori.

HD 35929 : Avec une valeur de $5.75 \pm 1.28\,\mathrm{c\,j^{-1}}$, la fréquence de pulsation mise en évidence lors de nos travaux sur les profils de raies de HD 35929 confirme la valeur trouvée par Marconi et al. (2000) à $5.10 \pm 0.13\,\mathrm{c\,j^{-1}}$. L'analyse F2D des séries temporelles des profils résiduels de cette étoile indique un mode de pulsation non-radiale de degré $\ell = 6$ ou 7, associée à cette fréquence. Aucune fréquence additionnelle n'a été détectée, et il serait nécessaire d'observer cette étoile sur une plus longue durée que celle qui lui a été accordée lors de la campagne HARPS 2008, à savoir 4.7 heures la première nuit d'observation.

PDS 2 : Bien que des pulsations de fréquences comprises entre 17.05 et $24.24\,\mathrm{c\,j^{-1}}$(c'est-à-dire des périodes de 1h à 1h25min) aient été détectées via une étude photométrique de PDS 2 par Bernabei et al. (2007), aucune signature d'oscillation n'a été mise en évidence dans nos résultats préliminaires. Pourtant, les durées de nos séries temporelles relatives à cette étoile les nuits des 11 et 12 novembre 2008, respectivement de 2h55min et de

3h06min, excédaient la période de pulsation la plus longue détectée chez cette étoile et le temps d'exposition de 15 minutes aurait dû suffire pour échantillonner correctement ces périodes. Cette absence de détection de signatures oscillatoires dans le spectre dynamique de PDS 2, bien que des pulsations aient été mises en évidence auparavant dans cette étoile, peut avoir plusieurs explications :

- Bernabei et al. (2007) ne donnent aucune information sur l'amplitude des variations qu'ils ont observées. Celles-ci sont peut-être trop faibles pour avoir pu être observées avec des temps d'exposition tels que ceux attribués à PDS 2 pendant notre campagne HARPS 2008, à savoir 15 minutes (cette étoile étant la plus faible de nos cible). Le SNR atteint n'étant alors pas suffisant, même après usage de la méthode LSD, pour les mettre en évidence ;
- le degré ℓ des oscillations est trop élevé et la résolution est insuffisante pour résoudre leur signature (notons toutefois que si PDS 2 a été détectée pulsante par photométrie depuis le sol, le degré ℓ des modes observés ne peut pas être très élevé - cf. section 6.6 -) ;
- notre analyse préliminaire de cette étoile doit être approfondie ;
- l'étoile observée a fait l'objet d'une erreur de pointage du télescope (cela ne peut être exclu) et nous n'observons pas la bonne étoile. Cela pourrait également expliquer la différence d'un facteur $\approx$ 15 entre la valeur de $v \sin i$ que nous avons déterminée (12 km s^{-1}) et la valeur donnée par Vieira et al. (2003) (175 km s^{-1}).

D'autres observations spectroscopiques seront nécessaires pour conclure, sur des durées plus longues (plusieurs nuits complètes). Les temps d'exposition relatives à cette étoile ne pouvant pas être plus courts si l'on veut échantillonner correctement ses périodes de pulsation, des observations effectuées avec un télescope plus grand (VLT+UVES, par exemple) seraient nécessaires pour obtenir un meilleur SNR (et une excellente résolution).

HD 190073 : Enfin, HD 190073 a été observée pendant 1h30min avec des temps de pose de 10 minutes (rendus possibles par la magnitude de cette étoile, $m_v = 7.82$) et aucune oscillation n'a été détectée à ce stade dans la série temporelle des profils LSD résiduels extraits des spectres de cette étoile.

Position dans le diagramme HR

La Figure 9.8 montre la position dans le diagramme HR des étoiles cibles de la campagne HARPS 2008, ainsi que celle de HD 104237 et de trois autres étoiles Ae de Herbig, à savoir les deux composantes de la binaire spectroscopique RS Cha, qui ont toutes les deux montré des oscillations (Böhm et al., 2009) et l'étoile Ae de Herbig pulsante HR 5999. La position de HD 35929 semble fiable étant donné que ses paramètres fondamentaux ont été déterminés précisément par spectroscopie (Miroshnichenko et al., 2004).

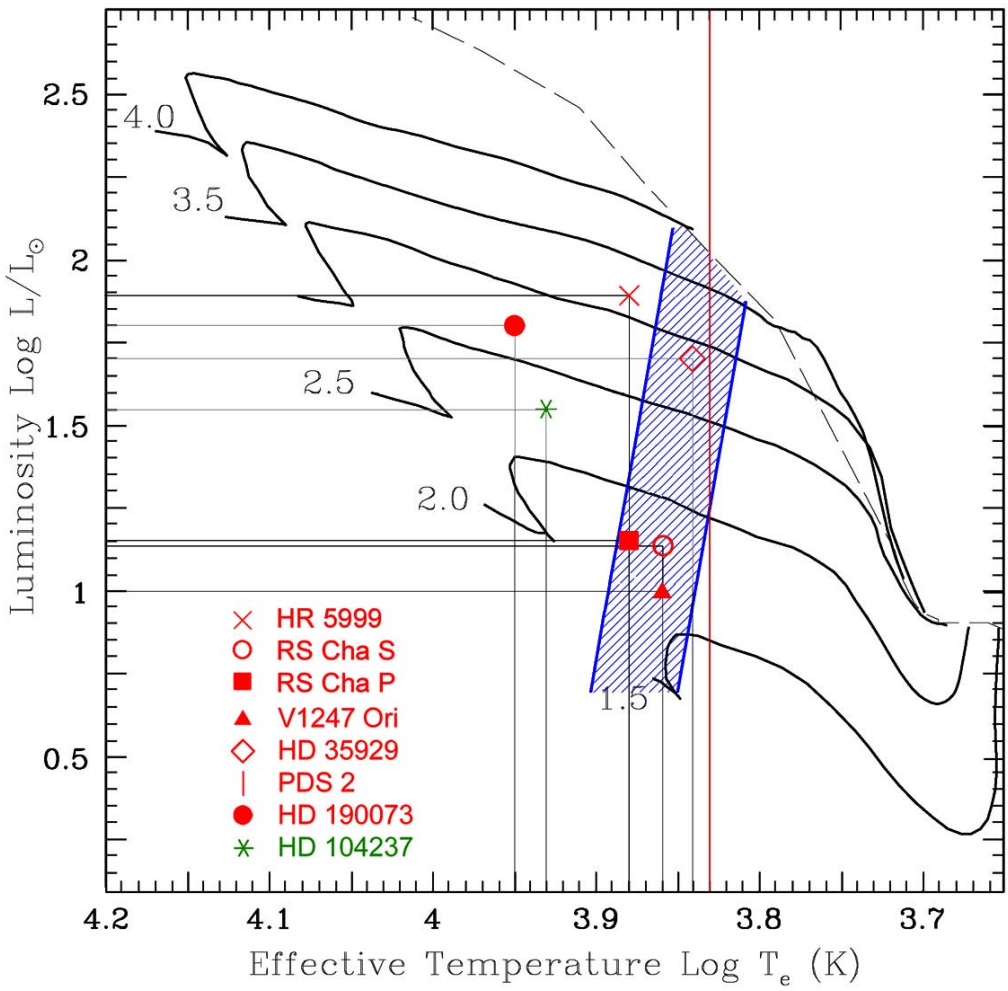


FIGURE 9.8 – Position dans le diagramme HR de HD 104237 et des étoiles cibles de la campagne d'observations HARPS 2008, ainsi que des 2 composantes pulsantes de la binaire RS Cha et de HR 5999. La région hachurée bleue correspond à la bande d'instabilité PMS prévue théoriquement pour les 3 premiers modes radiaux par Marconi & Palla (1998) ; bord rouge : fondamental, bord bleu : second harmonique. Les trajets évolutifs sont ceux de Palla & Stahler (2001). (Graphique extrait de Marconi & Palla (2004) et modifié.)

En revanche, une hypothèse sur la valeur de $\log g$ a dû être faite ($\log g \approx 4$, cf. section 2.2.3) pour estimer la valeur de la luminosité de V1247 Ori. Sa position dans le diagramme HR est donc plus incertaine.

Ceci étant dit, les deux étoiles dont le caractère pulsant a été confirmé et dans lesquelles nous avons mis en évidence la présence d'oscillations non-radiales se situent dans la bande d'instabilité PMS prédite par Marconi & Palla (1998) pour les trois premiers

ordres radiaux (cf. Figure 2.3). En particulier, la localisation supposée de V1247 Ori dans le diagramme est très proche de celle de la composante secondaire de l'étoile de Herbig binaire spectroscopique RS Cha ($\log T_{\rm eff}$=3.86 et $\log L/L_\odot = 1.13$) étudiée par Böhm et al. (2009), qui présente également des pulsations non-radiales avec des fréquences comprises entre 12.81 et 24.56 c j^{-1}. La composante primaire de RS Cha est un peu plus chaude et lumineuse mais se situe dans la même zone du diagramme HR et, plus spécialement, de la bande d'instabilité PMS, et présente elle aussi des oscillations non-radiales de fréquences comprises entre 21.11 et 30.38 c j^{-1}(Böhm et al., 2009).

PDS 2 ayant été très peu étudiée, seule sa température est connue (cf. Tableau 2.4), ce qui ne permet pas de la placer précisément dans le diagramme HR, mais juste sur une ligne verticale d'égale $T_{\rm eff}$. La mesure de la luminosité de cette étoile est donc nécessaire pour la placer plus précisément dans le diagramme HR et, en particulier, pour savoir où elle se situe par rapport à la bande d'instabilité PMS. Selon les travaux de Bernabei et al. (2007), l'étoile présente des oscillations, ce qui n'a pas été confirmé dans nos résultats préliminaires. Une étude plus approfondie de cette étoile via des observations spectroscopiques de haute résolution, tant de ses paramètres fondamentaux que de son comportement pulsationnel, est donc nécessaire et potentiellement prometteuse. Connaissant précisément sa luminosité et sa température, si ses oscillations étaient confirmées, cela pourrait apporter de nouvelles contraintes à la caractérisation observationnelle de la bande d'instabilité PMS, en particulier de son bord rouge si la luminosité de PDS 2 s'avérait assez faible (typiquement $\log L/L_\odot \leq 1.4$, cf. Figure 2.3).

HD 35929, qui présente une période d'oscillation beaucoup plus longue ($\approx$ 4 h), se situe dans une zone de plus forte luminosité de la bande d'instabilité que V1247 Ori ou les 2 composantes de RS Cha. Notons que l'étoile Ae de Herbig pulsante HR 5999, située dans une zone similaire du diagramme HR que HD 35929 (partie "haute", en terme de luminosité, de la bande d'instabilité), présente une période de pulsation également assez longue, de l'ordre de de 5 h (Breger, 1972; Kurtz & Marang, 1995; Kurtz & Catala, 2001).

La position dans le diagramme HR de HD 190073 a été déterminée en combinant les résultats de van den Ancker et al. (1998) et de Wade et al. (2007). Cette étoile est située largement en-dehors de la bande d'instabilité PMS, bien au-delà de son bord bleu et ses spectres dynamiques n'ont montré aucune signature oscillatoire. Il est possible que cette étoile n'oscille pas du tout, ou alors que ses modes oscillations soient de degré ℓ trop élevé pour avoir pu être détectées. En revanche, HD 104237, dont la localisation dans le diagramme HR est assez proche de HD 190073, présente des oscillations multi-périodiques dont certains modes sont non-radiaux. Ceci montre bien la nécessité de mieux contraindre les limites réelles de la bande d'instabilité des PMS δ Scuti, les premiers calculs de Marconi & Palla (1998) basés sur les trois premiers ordres radiaux n'en indiquant qu'une localisation approximative.

Ces observations effectuées avec le spectrographe HARPS associé au télescope de

3.6 m de l'Observatoire de la Silla et l'étude qui en a découlé constituent une première étape dans la démarche d'élargissement de l'échantillon d'étoiles HAeBe pulsantes détectées et analysées par le biais de la spectroscopie de haute résolution afin de contraindre observationnellement la bande d'instabilité PMS. De plus longues séries temporelles, et donc de plus longues observations spectroscopiques de haute résolution (sur au moins une nuit entière), seront nécessaires pour les étoiles dont les pulsations ont été confirmées indépendamment par spectroscopie (de même que pour PDS 2, afin de pouvoir conclure sur le comportement pulsationnel de cette étoile). Cela permettra d'effectuer des analyses plus précises des fréquences et des modes de pulsation et d'envisager une modélisation astérosismique qui donnera de plus amples informations sur la structure interne de ces étoiles, ainsi que sur les modes excités et les mécanismes d'excitation.

Les observations présentées dans la section 2.2.3 et les résultats du présent chapitre seront feront prochainement l'objet de l'article Fumel et al. (2011).

Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse porte sur l'astérosismologie des étoiles Ae de Herbig (étoiles pré-séquence principale de masse intermédiaire) par le biais d'une approche spectroscopique de haute résolution spectro-temporelle. Ces étoiles présentent une activité énigmatique dans le contexte des théories actuelles d'évolution stellaire, dont la source énergétique pourrait être d'origine interne. Il est donc essentiel d'obtenir des informations sur l'intérieur de ces étoiles, une démarche que seule l'astérosismologie, c'est-à-dire l'observation, l'analyse et la modélisation des oscillations stellaires, est, à ce jour, en mesure de permettre. Les étoiles Ae de Herbig croisent pendant leur contraction vers la séquence principale une bande d'instabilité δ Scuti PMS théorique calculée par Marconi & Palla (1998) pour les trois premiers ordres radiaux d'oscillation. Dans la démarche de compréhension de l'activité des étoiles de Herbig par les outils astérosismiques, il est nécessaire de caractériser cette bande d'instabilité et d'en contraindre les limites par l'observation. Dans ce but, l'identification et l'étude d'un grand nombre d'étoiles de Herbig pulsantes sont essentielles. Une telle entreprise permettra de mieux comprendre les mécanismes d'excitation à l'origine des oscillations, d'avoir une meilleure connaissance de la structure interne des étoiles Ae de Herbig et, à terme, de contribuer à contraindre un potentiel mécanisme interne à l'origine de leur activité. Les réponses à ces questions constitueraient de surcroît un test des théories d'évolution stellaire relatives à la phase pré-séquence principale.

Notre objectif pendant cette thèse est d'initier une étude astérosismique systématique basée sur la spectroscopie de haute résolution du plus grand nombre d'étoiles Ae de Herbig pulsantes possibles, en concentrant dans un premier temps notre attention sur une étoile pulsante prototype de ce groupe, à savoir HD 104237. Dans le même but, nous avons également observé quatre autres étoiles de Herbig, dont trois étaient préalablement détectées pulsantes en photométrie, en novembre 2008 avec le télescope de 3.6 m de l'Observatoire de La Silla (Chili) équipé du spectrographe de haute résolution HARPS. Ces étoiles ont ensuite été pré-analysées afin de déterminer si des signatures de pulsations non-radiales sont présentes dans leurs profils de raies et si ces signatures permettent de contraindre des modes, autant d'arguments en faveur d'observations plus longues.

1. Synthèse et discussion

La caractérisation de la bande d'instabilité requiert la connaissance précise des paramètres fondamentaux d'une étoile pulsante, tels que sa température effective et sa gravité de surface. En effet, ceux-ci permettent de localiser avec fiabilité l'étoile dans le diagramme HR et apportent une contrainte fondamentale à sa modélisation astérosismique puisqu'ils constituent certains des paramètres d'entrée du code d'évolution stellaire générateur des modèles stellaires que le code d'oscillation fait ensuite pulser. Plus la précision

sur ces paramètres est fine, plus le choix des modèles stellaires possibles parmi ceux permettant de reproduire les fréquences observées est restreint.

Les paramètres fondamentaux de HD 104237 déterminés dans la littérature montrent une grande hétérogénéité. Une nouvelle analyse rigoureuse de ceux-ci a donc été nécessaire, basée sur des observations spectroscopiques de haute résolution obtenues par Böhm et al. (2004) au SAAO en 2000. HD 104237 étant l'étoile centrale d'un système multiple, en particulier la composante primaire d'une binaire spectroscopique, nous nous sommes concentrés sur les observations de la nuit du périastron de cette campagne d'observations, garantissant un recouvrement minimal des spectres de la primaire et de la secondaire.

Pour réaliser cette étude spectroscopique des paramètres fondamentaux de HD 104237, une parfaite normalisation du continu des spectres étudiés s'est avérée essentielle, de même qu'un rapport signal sur bruit (SNR) aussi haut que possible. Un code de normalisation spectrale spécifique a donc été développé, tenant compte des caractéristiques propres au spectre atypique de cette étoile (activité, variabilité, vents), prototype de sa classe, en tenant compte de sa binarité. Les spectres individuels ainsi normalisés de la nuit du périastron ont ensuite été sommés afin d'accéder à un spectre résultant de très haut SNR. Enfin, ce spectre observé a été "dépollué" de la composante secondaire en lui soustrayant un spectre synthétique dont les paramètres sont ceux estimés pour cette composante dans la littérature.

La détermination de $T_{\rm eff}$ et $\log g$ s'est ensuite faite simultanément par comparaison de largeurs équivalentes de raies du spectre observé résultant, avec des largeurs équivalentes issues d'une grille tri-dimensionnelle de spectres synthétiques, les trois dimensions correspondant à $T_{\rm eff}$, $\log g$ et $\log A_{\rm Fe}$, l'abondance de Fe. La grille 3D de spectres synthétiques a alors été générée grâce aux données atomiques fournies par VALD et au code de synthèse spectral SYNTH3 (Kochukhov, 2007). Elle comportait initialement 189 spectres synthétiques couvrant la zone des paramètres déterminés dans la littérature, interpolée par la suite afin d'accéder à un maillage plus fin. Un effort particulier a été accordé à une détermination statistiquement rigoureuse des barres d'erreur associées aux paramètres du meilleur modèle. Nos résultats confirment de manière indépendante ceux obtenus par van den Ancker et al. (1998) via une étude photométrique. En particulier, notre étude spectroscopique offre une précision nettement meilleure sur la $T_{\rm eff}$. En faisant l'hypothèse que les paramètres stellaires fondamentaux les plus probables de HD 104237 se situent à l'intersection des résultats de notre étude spectroscopique et de l'étude photométrique de van den Ancker et al. (1998), la meilleure détermination des paramètres fondamentaux de HD 104237 réalisée à ce jour donne :

$$T_{\rm eff} = 8550 \pm 150\,{\rm K}$$

$$\log g = 3.93 \pm 0.01$$

$$\log L/L_{\odot} = 1.55^{+0.06}_{-0.05} .$$

Considérant les barres d'erreur, l'abondance de Fe que nous avons déterminée est en accord avec l'abondance solaire annoncée par Acke & Waelkens (2004).

L'identification des modes de pulsation constitue une information précieuse car contraignante dans la démarche de modélisation astérosismique d'une étoile pulsante. Nous avons donc décidé d'aller un pas plus loin que Böhm et al. (2004), dont la détection de fréquences d'oscillation était basée sur l'étude des variations de vitesse radiale de l'étoile, et d'analyser les profils de raies élargies par rotation dans les spectres récoltés pendant la campagne d'observation SAAO 1999 de ces auteurs. La valeur de $v \sin i$ de HD 104237 ainsi que la résolution du spectrographe GIRAFFE, avec lequel les observations ont été faites, permettent d'estimer approximativement le degré ℓ des modes de pulsation accessible dans les profils de raies, à savoir $\ell_{\max} \approx 3$. Nous avons analysé les séries temporelles des profils de raies photosphériques équivalents en calculant des profils LSD (Donati et al., 1997), qui combinent l'information contenue dans toutes les raies du spectre en augmentant substantiellement le SNR par effet multiplex. Cela a permis de mettre en évidence de manière directe, pour la première fois dans HD 104237, la présence de pulsations nonradiales dans les séries temporelles de profils photosphériques équivalents, tout en confirmant les fréquences annoncés par Böhm et al. (2004). Une identification préliminaire des modes de pulsation de cette étoile, utilisant la méthode Fourier 2D (Kennelly et al., 1993), et l'analyse de la symétrie du profil de raie équivalent indiquent une valeur de ℓ comprise entre 1 et 2 et un ordre azimutal $m = \pm 1$.

Dans la continuité des travaux préliminaires de modélisation astérosismique de HD 104237 effectués par Dupret et al. (2006), nous avons entrepris une modélisation astérosismique adiabatique de cette étoile, dont l'objectif est de déterminer les modèles stellaires dont les fréquences théoriques reproduisent le mieux les fréquences observées. Pour cela, un grand nombre de modèles stellaires ont été générés par le code CLES (Scuflaire et al., 2008b), incluant différents paramètres d'entrée tels que les fractions massiques initiales d'hydrogène et de métaux, X_0 et Z_0, et le mélange de métaux solaire, et balayant tout l'espace des paramètres fondamentaux associés à un niveau de confiance de 95.4% définis par notre étude spectroscopique. Partant des modèles issus de CLES, les oscillations stellaires ont été calculées dans le cadre de l'approximation adiabatique avec le code LOSC (Scuflaire et al., 2008a).

Böhm et al. (2004) ont détecté, par le biais des variations de vitesse radiale de HD 104237, 5 fréquences certaines et 3 fréquences probables. Par ailleurs, Böhm et al. (2006) ont proposé une période de rotation de 100 ± 5 h pour cette étoile, via l'étude de la modulation rotationnelle, ce qui ajoute une contrainte supplémentaire dans notre étude.

Si l'on considère que les 5 fréquences les plus probables sont telles que $\ell \leq 2$ (les modes de $\ell \geq 3$ étant trop peu contraignants et plus marginalement détectables aux va-

leurs de $v \sin i$ et de résolution considérées ici, et donc non modélisés) et les 3 fréquences additionnelles soit ne sont pas réelles, soit ont des valeurs de $\ell \geq 3$, il est possible de trouver des modèles dont les fréquences théoriques s'ajustent bien aux 5 fréquences observées, avec des paramètres stellaires proches de ceux déterminés par l'observation et dont les modes sont typiquement d'ordres radiaux p_6 à p_8. Notons cependant que les périodes de rotation correspondantes sont environ 20% plus faibles que la valeur observée, ce qui semble toutefois raisonnable, une incertitude subsistant quant à la valeur réelle de la période de rotation. Les ordres radiaux radiaux des modes déterminés par notre modélisation adiabatique des oscillations de HD 104237 sont plus élevés que ceux des modes excités dans les variables δ Scuti PMS par un mécanisme de type κ dans la zone d'ionisation partielle de l'He II. En effet, ceux-ci vont généralement de p_1 à p_6.

Si l'on considère que les 8 fréquences sont, par contre, réelles et les modes associés ont des valeurs de ℓ comprises entre 0 et 2, les modèles dont les fréquences et la période de rotation sont proches de ceux déterminés par l'observation et qui correspondent à des minima de la fonction de mérite ont des modes de pulsation d'ordre radial élevé, supérieur à p_{10}. De tels ordres radiaux sont donc bien plus élevés que ceux des modes typiques des δ Scuti PMS et un mécanisme d'excitation standard associé à ce type de variable est exclu, ce qui tend à confirmer les résultats préliminaires de Dupret et al. (2006). En outre, les valeurs de $\log g$ des modèles les plus probables sont nettement plus petites que la valeur de 3.9 obtenue par notre analyse spectroscopique. Plus généralement, en ajustant 8 fréquences, aucun des modèles les plus probables ne satisfait à la combinaison de nos résultats spectroscopiques relatifs aux paramètres fondamentaux de HD 104237, à ceux de van den Ancker et al. (1998) et à la valeur de la période de rotation de Böhm et al. (2006).

Notre étude ne permet pas de contraindre les paramètres X, Z ou le mélange de HD 104237 sur les base des données sismiques actuelles relatives à cette étoile. Ceci illustre les limites bien connues de l'astérosismologie quand une identification fiable des modes n'a pas pu être obtenue et/ou quand trop peu de modes ont pu être identifiés.

Dans le but d'initier le même type d'étude que celle menée sur HD 104237, notre intérêt s'est également porté sur d'autres étoiles de Herbig.

Sur les quatre étoiles de Herbig observées avec HARPS en novembre 2008, deux ont confirmé leur caractère pulsant dans une étude préliminaire, à savoir V1247 Ori et HD 35929.

Une fréquence de $11.26 \pm 1.00\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ a été détectée dans les variations de profils de raies photosphériques équivalents de V1247 Ori, via une analyse *Period04* de la profondeur du centre de la raie, confirmant les résultats précédents de Lampens & Rufener (1990). Une fréquence supplémentaire de $18.99 \pm 1.00\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ a été mise en évidence pendant notre étude.

L'application de la méthode F2D aux séries temporelles des profils équivalents résiduels de cette étoile indique un mode de degré $\ell = 0$ ou 1 associé à la fréquence de $11.26\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ et un mode de degré $\ell = 3$ à 5 associé à la fréquence de $18.99\,\mathrm{c\,j^{-1}}$.

Nos travaux ont également confirmé les résultats de Marconi et al. (2000) relatifs à l'étoile HD 35929 puisque nous avons détecté, pour cette étoile, une fréquence de pulsation de $5.75 \pm 1.28\,\mathrm{c\,j^{-1}}$. L'analyse F2D des séries temporelles des profils équivalents résiduels de cette étoile a mené à un mode de degré $\ell = 6$ ou 7 associé à cette fréquence. Aucune fréquence additionnelle n'a été mise en évidence à ce stade pour cette étoile.

V1247 Ori et HD 35929 se situent dans la bande d'instabilité PMS prédite par Marconi & Palla (1998) sur des séquences évolutives bien distinctes et donc à des stades évolutifs différents. Or les gammes de fréquences qui ont été observées dans ces étoiles sont également très différentes : la fréquence détectée dans HD 35929, qui est à un stade évolutif plus précoce que V1247 Ori, est bien plus basse que les fréquences mises en évidences dans V1247 Ori. L'étoile Ae de Herbig pulsante HR 5999 se situe probablement dans une zone similaire du diagramme HR que HD 35929, et donc à un stade d'évolution analogue, et présente également une fréquence très basse. Inversement, V1247 Ori se trouve à proximité des deux composantes de l'étoile binaire pulsante multi-périodique RS Cha, dont les fréquences vont d'une douzaine à une trentaine de cycles par jour. Cela peut se comprendre si l'on considère qu'à ces stades plus précoces ou le rayon de l'étoile est plus grand, et donc la densité moyenne est plus basse, le temps dynamique est également plus grand. Il n'est donc pas surprenant de constater par l'observation que les périodes typiques des modes fondamentaux d'étoiles plus jeunes sont plus longues.

Bien que des pulsations de fréquences comprises entre $17.05\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ et $24.24\,\mathrm{c\,j^{-1}}$ aient été détectées via une étude photométrique de PDS 2 par Bernabei et al. (2007), nous n'avons trouvé, selon nos résultats préliminaires, aucune signature de pulsation dans les profils de raies photosphériques équivalents de cette étoile. Considérant cette absence de détection de pusation dans cette étoile et l'énorme différence entre la valeur de $v \sin i$ déterminée dans notre analyse et celle de Vieira et al. (2003), une erreur de pointage du télescope est suspectée.

Aucune oscillation n'a été détecté, à ce stade, dans la série temporelle des profils de raies équivalents de HD 190073. Notons que cette étoile est assez proche, dans le diagramme HR, de HD 104237, qui présente des oscillations multi-périodiques incluant des modes non-radiaux. Il est donc important de s'assurer du caractère pulsant ou non de cette étoile, qui pourrait contribuer à délimiter le bord bleu de la bande d'instabilité δ Scuti PMS.

2. Perspectives

Le facteur principal limitant la précision sur les paramètres fondamentaux de HD 104237 déterminés dans notre étude spectroscopique est le faible nombre de raies photosphériques exploitables. Plusieurs pistes peuvent être envisagées pour contrer ce problème. Un relâchement des critères de sélection est envisageable, mais la précision sur les paramètres fondamentaux s'en ressentirait, ce que nous souhaitons éviter. Une combinaison des résultats obtenus à partir de différents éléments chimiques, en plus du Fe, est également compromis : les raies de ces autres éléments étant moins nombreuses que celles du Fe, elles auraient tendance à encore moins résister aux critères de sélection. Un traitement combiné des raies *blendées* permettrait d'éliminer un de nos critères de sélection et augmenterait le nombre de raies analysées. Une correction des valeurs de $\log gf$ dans les listes de raies et paramètres associés fournies par VALD, s'appuyant sur les valeurs les plus récentes et les plus fiables de ce paramètre, permettraient aussi d'accroître le nombre de raies "synthétiques" fiables et de conserver les raies du spectre observé correspondantes pour l'étude. Une estimation fiable du taux de remplissage des raies de Fe II irait également dans ce sens. En effet, ces raies étant fréquemment affectées par une contribution chromosphérique, il en résulte que très peu résistent aux critères de sélection par rapport aux raies de Fe I.

Des séries temporelles plus longues, obtenues avec un télescope de classe supérieure au 1.9 m du SAAO et un spectrographe de meilleure résolution que GIRAFFE et de grande stabilité, seraient nécessaires pour détecter avec certitude plus de fréquences de pulsation dans les profils de raies de HD 104237, et d'accéder à des modes de degré ℓ plus élevé. Cela pourrait permettre de réaliser une meilleure identification des modes, et ainsi d'apporter des contraintes plus fortes à la modélisation astérosismique de cette étoile. Dans la démarche d'identification des modes de pulsation de cette étoile, une analyse complémentaire de tout le jeu de données SAAO 1999 est envisagée avec le logiciel FAMIAS (Zima, 2008), mais l'asymétrie importante du profil de raie photosphérique équivalent moyen complexifie cette démarche.

De manière générale, une modélisation d'oscillations non-adiabatiques est nécessaire pour accéder à l'étude de l'excitation ou de la stabilité des modes de pulsation et ainsi avancer dans la démarche de compréhension des mécanismes d'excitation à l'origine de ces pulsations. La modélisation astérosismique adiabatique de HD 104237 révèle des modes d'ordre radial élevé, mettant en doute leur excitation par un mécanisme κ standard pour les variables δ Scuti. En introduisant, dans les modèles stellaires générés par CLES, une accumulation *ad hoc* d'He dans ses zones d'ionisation partielle, Dupret et al. (2007) avaient réussi à exciter des modes d'ordre radial plus élevés que p_6 par un mécanisme κ dans la zone de seconde ionisation de l'He. Leurs résultats ne permettait pas de repro-

duire la fréquence la plus élevée détectées par Böhm et al. (2004), à savoir $35.6\,\mathrm{c\,j^{-1}}$, mais semblaient prometteurs. Un travail de modélisation tel que celui décrit par ces auteurs est donc à encourager, afin de déterminer si les modes fournis par la modélisation astérosismique adiabatique de HD 104237 peuvent être excités par un mécanisme κ standard des variables δ Scuti, en considérant une distribution atypique d'He dans les couches externes de l'étoile. Une telle perspective ouvre également la voie à l'étude de l'origine de cette accumulation d'He qui pourrait être liée à l'action d'ingrédients tels que les vents stellaires, la diffusion de l'He et un champ magnétique, même si ceux-ci ne sont que marginalement observés dans les étoiles Ae/Be de Herbig.

Une détermination fiable des paramètres fondamentaux des étoiles de notre campagne d'observations HARPS 2008 constituera un pas important dans notre démarche de caractérisation de la bande d'instabilité δ Scuti PMS. De la même manière que pour HD 104237, de plus longues séries temporelles impliquant de plus longues observations spectroscopiques de haute résolution sont nécessaires pour aller un pas plus loin dans la détection des fréquences de pulsation, l'identification des modes correspondants et une future modélisation astérosismique de ces étoiles.

Une conclusion majeure de mon travail consiste à pouvoir affirmer que des modes non-radiaux sont observés dans de nombreuses étoiles Ae de Herbig, quelle que soit leur position par rapport à la bande d'instabilité δ Scuti PMS. Aucune tendance claire du comportement pulsationnel des étoiles Ae de Herbig en fonction de leur position par rapport à la bande d'instabilité n'a été mise en évidence pour le moment.

Comme nous l'avons montré, tant dans le cas de HD 104237 que dans celui des étoiles de la campagne d'observations HARPS 2008, pour tenter de répondre à cette question, il est indispensable d'aller plus loin dans l'observation spectroscopique de haute résolution des étoiles de Herbig pulsantes afin de détecter plus précisément un plus grand nombre de fréquences de pulsation et d'accéder à l'identification des modes correspondants, autant de contraintes à la modélisation astérosismique de ces étoiles. Une telle étude est évidemment indissociable d'une détermination précise des paramètre fondamentaux des étoiles pulsantes étudiées.

Considérant tout cela, la puissance de l'outil spectroscopique dans l'étude astérosismique de la bande d'instabilité δ Scuti PMS prend alors tout sens.

Bibliographie

Acke, B. & Waelkens, C. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **427**, 1009

Aerts, C., Christensen-Dalsgaard, J., & Kurtz, D. W. : 2010, *Asteroseismology*

Alecian, E., Lebreton, Y., Goupil, M.-J., Dupret, M.-A., & Catala, C. : 2007, *Astron. & Astrophys.* **473**, 181

Anders, E. & Grevesse, N. : 1989, **53**, 197

Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., Descouvemont, P., Baye, D., Leclercq-Willain, C., Coc, A., Barhoumi, S., Aguer, P., Rolfs, C., Kunz, R., Hammer, J. W., Mayer, A., Paradellis, T., Kossionides, S., Chronidou, C., Spyrou, K., degl'Innocenti, S., Fiorentini, G., Ricci, B., Zavatarelli, S., Providencia, C., Wolters, H., Soares, J., Grama, C., Rahighi, J., Shotter, A., & Lamehi Rachti, M. : 1999, *Nuclear Physics A* **656**, 3

Appenzeller, I. & Mundt, R. : 1989, *Astron. & Astrophys. Rev.* **1**, 291

Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. : 2005, in T. G. Barnes III & F. N. Bash (ed.), *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Vol. 336 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 25–+

Badnell, N. R., Bautista, M. A., Butler, K., Delahaye, F., Mendoza, C., Palmeri, P., Zeippen, C. J., & Seaton, M. J. : 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **360**, 458

Baglin, A., Michel, E., Auvergne, M., & The COROT Team : 2006, in *Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, Vol. 624 of *ESA Special Publication*

Baines, D., Oudmaijer, R. D., Porter, J. M., & Pozzo, M. : 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367**, 737

Balona, L. A. & Dziembowski, W. A. : 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **309**, 221

Baudrand, J. & Bohm, T. : 1992, *Astron. & Astrophys.* **259**, 711

Bernabei, S., Marconi, M., Ripepi, V., Leccia, S., Rodríguez, E., Oswalt, T. D., López-González, M. J., Aceituno, F. J., Ruoppo, A., Palla, F., Monteiro, M. J. P. F. G., Molinari, E., Chincarini, G., Zerbi, F. M., Covino, S., Testa, V., Tosti, G., Vitali, F., Antonelli, L. A., Conconi, P., Malaspina, G., Nicastro, L., & Palazzi, E. : 2007, *Communications in Asteroseismology* **150**, 57

Bertout, C. : 1989, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **27**, 351

Bertout, C., Basri, G., & Bouvier, J. : 1988, *Astrophys. J.* **330**, 350

Boehm, T. & Catala, C. : 1994, *Astron. & Astrophys.* **290**, 167

Böhm, T. & Catala, C. : 1995, *Astron. & Astrophys.* **301**, 155

Böhm, T., Catala, C., Balona, L., & Carter, B. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **427**, 907

Böhm, T., Catala, C., Donati, J.-F., Welty, A., Baudrand, J., Butler, C. J., Carter, B., Collier-Cameron, A., Czarny, J., Foing, B., Ghosh, K., Hao, J., Houdebine, E., Huang, L., Jiang, S., Neff, J. E., Rees, D., Semel, M., Simon, T., Talavera, A., Zhai, D., & Zhao, F. : 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **120**, 431

Böhm, T., Dupret., M. A., & Aynedjian, H. : 2006, *Mem. Soc. Astron. Italiana* **77**, 362

Böhm, T., Zima, W., Catala, C., Alecian, E., Pollard, K., & Wright, D. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **497**, 183

Böhm-Vitense, E. : 1958, **46**, 108

Borucki, W. J., Koch, D. G., Dunham, E. W., & Jenkins, J. M. : 1997, in D. Soderblom (ed.), *Planets Beyond the Solar System and the Next Generation of Space Missions*, Vol. 119 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 153–+

Bouret, J.-C. & Catala, C. : 1998, *Astron. & Astrophys.* **340**, 163

Bouret, J.-C., Catala, C., & Simon, T. : 1997, *Astron. & Astrophys.* **328**, 606

Breger, M. : 1972, *Astrophys. J.* **171**, 539

Breger, M., Balona, L., Lenz, P., Hollek, J. K., Kurtz, D. W., Catanzaro, G., Marconi, M., Pamyatnykh, A. A., Smalley, B., Suárez, J. C., Szabo, R., Uytterhoeven, K., Ripepi, V., Christensen-Dalsgaard, J., Kjeldsen, H., Fanelli, M. N., Ibrahim, K. A., & Uddin, K. : 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414**, 1721

Breger, M., Stich, J., Garrido, R., Martin, B., Jiang, S. Y., Li, Z. P., Hube, D. P., Ostermann, W., Paparo, M., & Scheck, M. : 1993, *Astron. & Astrophys.* **271**, 482

Brown, A., Djie, H. R. E. T. A., Blondel, P. F. C., Harper, G. M., Bennett, P. D., & Skinner, S. L. : 1997, in D. T. Wickramasinghe, G. V. Bicknell, & L. Ferrario (ed.), *IAU Colloq. 163 : Accretion Phenomena and Related Outflows*, Vol. 121 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 448–+

Caballero, J. A. : 2010, *Astron. & Astrophys.* **511**, L9+

Catala, C. : 1983, *Astron. & Astrophys.* **125**, 313

Catala, C. : 1988, *Astron. & Astrophys.* **193**, 222

Catala, C. : 2003, *Astrophys. & Space Sci.* **284**, 53

Catala, C., Alecian, E., Donati, J.-F., Wade, G. A., Landstreet, J. D., Böhm, T., Bouret, J.-C., Bagnulo, S., Folsom, C., & Silvester, J. : 2007, *Astron. & Astrophys.* **462**, 293

Catala, C., Bohm, T., Donati, J.-F., & Semel, M. : 1993, *Astron. & Astrophys.* **278**, 187

Catala, C., Czarny, J., Felenbok, P., & Praderie, F. : 1986a, *Astron. & Astrophys.* **154**, 103

Catala, C., Donati, J. F., Böhm, T., Landstreet, J., Henrichs, H. F., Unruh, Y., Hao, J., Collier Cameron, A., Johns-Krull, C. M., Kaper, L., Simon, T., Foing, B. H., Cao, H., Ehrenfreund, P., Hatzes, A. P., Huang, L., de Jong, J. A., Kennelly, E. J., ten Kulve, E., Mulliss, C. L., Neff, J. E., Oliveira, J. M., Schrijvers, C., Stempels, H. C., Telting, J. H., Walton, N., & Yang, D. : 1999, *Astron. & Astrophys.* **345**, 884

Catala, C., Felenbok, P., Czarny, J., Talavera, A., & Boesgaard, A. M. : 1986b, *Astrophys. J.* **308**, 791

Catala, C. & Kunasz, P. B. : 1987, *Astron. & Astrophys.* **174**, 158

Catala, C., Praderie, F., & Kunasz, P. B. : 1984, *Astron. & Astrophys.* **134**, 402

Catala, C. & Talavera, A. : 1984, *Astron. & Astrophys.* **140**, 421

Chapellier, E., Rodríguez, E., Auvergne, M., Uytterhoeven, K., Mathias, P., Bouabid, M.-P., Poretti, E., Le Contel, D., Martín-Ruíz, S., Amado, P. J., Garrido, R., Hareter, M., Rainer, M., Eyer, L., Paparo, M., Díaz-Fraile, D., Baglin, A., Baudin, F., Catala, C., Michel, E., & Samadi, R. : 2011, *Astron. & Astrophys.* **525**, A23+

Christensen-Dalsgaard, J., Arentoft, T., Brown, T. M., Gilliland, R. L., Kjeldsen, H., Borucki, W. J., & Koch, D. : 2008, *Journal of Physics Conference Series* **118(1)**, 012039

Corporon, P. & Lagrange, A.-M. : 1999, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **136**, 429

Cox, J. P. : 1980, *Theory of stellar pulsation*

Daszyńska-Daszkiewicz, J., Dziembowski, W. A., & Pamyatnykh, A. A. : 2006, *Mem. Soc. Astron. Italiana* **77**, 113

Davis, R., Strom, K. M., & Strom, S. E. : 1983, *Astron. J.* **88**, 1644

Debosscher, J., Sarro, L. M., Aerts, C., Cuypers, J., Vandenbussche, B., Garrido, R., & Solano, E. : 2007, *Astron. & Astrophys.* **475**, 1159

Donati, J., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. : 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **291**, 658

Dupret, M.-A., Böhm, T., Goupil, M.-J., Catala, C., & Grigahcene, A. : 2006, *Communications in Asteroseismology* **147**, 72

Dupret, M.-A., De Ridder, J., De Cat, P., Aerts, C., Scuflaire, R., Noels, A., & Thoul, A. : 2003, *Astron. & Astrophys.* **398**, 677

Dupret, M.-A., Grigahcène, A., Garrido, R., De Ridder, J., Scuflaire, R., & Gabriel, M. : 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **360**, 1143

Dupret, M.-A., Théado, S., Böhm, T., Goupil, M.-J., Catala, C., & Grigahcène, A. : 2007, *Communications in Asteroseismology* **150**, 59

Feigelson, E. D., Lawson, W. A., & Garmire, G. P. : 2003, *Astrophys. J.* **599**, 1207

Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., Barman, T., Bodnarik, J. G., Hauschildt, P. H., Heffner-Wong, A., & Tamanai, A. : 2005, *Astrophys. J.* **623**, 585

Finkenzeller, U. : 1985, *Astron. & Astrophys.* **151**, 340

Finkenzeller, U. & Jankovics, I. : 1984, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **57**, 285

Finkenzeller, U. & Mundt, R. : 1984, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **55**, 109

Formicola, A., Imbriani, G., Costantini, H., Angulo, C., Bemmerer, D., Bonetti, R., Broggini, C., Corvisiero, P., Cruz, J., Descouvemont, P., Fülöp, Z., Gervino, G., Guglielmetti, A., Gustavino, C., Gyürky, G., Jesus, A. P., Junker, M., Lemut, A., Menegazzo, R., Prati, P., Roca, V., Rolfs, C., Romano, M., Rossi Alvarez, C., Schümann, F., Somorjai, E., Straniero, O., Strieder, F., Terrasi, F., Trautvetter, H. P., Vomiero, A., & Zavatarelli, S. : 2004, *Physics Letters B* **591**, 61

Fuhr, J. R. & Wiese, W. L. : 2006, *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **35**, 1669

Fumel, A. & Böhm, T. : 2011, *Astron. & Astrophys., submitted*

Fumel, A., Böhm, T., & David, J. : 2011, *Astron. & Astrophys., in prep.*

García Hernández, A., Moya, A., Michel, E., Garrido, R., Suárez, J. C., Rodríguez, E., Amado, P. J., Martín-Ruiz, S., Rolland, A., Poretti, E., Samadi, R., Baglin, A., Auvergne, M., Catala, C., Lefevre, L., & Baudin, F. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **506**, 79

Gilliland, R. L. : 1986, *Astrophys. J.* **300**, 339

Grady, C. A., Woodgate, B., Torres, C. A. O., Henning, T., Apai, D., Rodmann, J., Wang, H., Stecklum, B., Linz, H., Williger, G. M., Brown, A., Wilkinson, E., Harper, G. M., Herczeg, G. J., Danks, A., Vieira, G. L., Malumuth, E., Collins, N. R., & Hill, R. S. : 2004, *Astrophys. J.* **608**, 809

Gray, D. F. : 1992, *The observation and analysis of stellar photospheres.*

Grevesse, N. & Noels, A. : 1993, in N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, & M. Casse (ed.), *Origin and Evolution of the Elements*, pp 15–25

Guimarães, M. M., Alencar, S. H. P., Corradi, W. J. B., & Vieira, S. L. A. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **457**, 581

Herbig, G. H. : 1960, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **4**, 337

Hu, J. Y., Blondel, P. F. C., The, P. S., Tjin A Djie, H. R. E., de Winter, D., Catala, C., & Talavera, A. : 1991, *Astron. & Astrophys.* **248**, 150

Hu, J. Y., The, P. S., & de Winter, D. : 1989, *Astron. & Astrophys.* **208**, 213

Iben, I. & Renzini, A. : 1984, *Phys. Rep.* **105**, 329

Iben, Jr., I. : 1965, *Astrophys. J.* **141**, 993

Kennelly, E. J. : 1994, *Ph.D. thesis*, THE UNIVERSITY OF BRITISH COLUMBIA (CANADA).

Kennelly, E. J., Walker, G. A. H., Catala, C., Foing, B. H., Huang, L., Jiang, S., Hao, J., Zhai, D., Zhao, F., Neff, J. E., Houdebine, E. R., Ghosh, K. K., & Charbonneau, P. : 1996, *Astron. & Astrophys.* **313**, 571

Kennelly, E. J., Walker, G. A. H., Matthews, J. M., & Merryfield, W. J. : 1993, in T. M. Brown (ed.), *GONG 1992. Seismic Investigation of the Sun and Stars*, Vol. 42 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 359–+

Kochukhov, O. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **423**, 613

Kochukhov, O. P. : 2007, in *Physics of Magnetic Stars*, pp 109–118

Kupka, F., Piskunov, N., Ryabchikova, T. A., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. : 1999, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **138**, 119

Kupka, F. G., Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. : 2000, *Baltic Astronomy* **9**, 590

Kurtz, D. W. & Catala, C. : 2001, *Astron. & Astrophys.* **369**, 981

Kurtz, D. W. & Marang, F. : 1995, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **276**, 191

Kurtz, D. W. & Müller, M. : 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **310**, 1071

Kurucz, R. : 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass. : Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993.* 13

Kurucz, R. L. : 1998, *Highlights of Astronomy* **11**, 646

Kuschnig, R., Weiss, W. W., Gruber, R., Bely, P. Y., & Jenkner, H. : 1997, *Astron. & Astrophys.* **328**, 544

Lampens, P. & Rufener, F. : 1990, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **83**, 145

Lenz, P. & Breger, M. : 2005, *Communications in Asteroseismology* **146**, 53

Letarte, B. : 2007, *Ph.D. thesis*, THE UNIVERSITY OF BRITISH COLUMBIA (CANADA).

Lignieres, F., Catala, C., & Mangeney, A. : 1996, *Astron. & Astrophys.* **314**, 465

Luhman, K. L. : 2004, *Astrophys. J.* **616**, 1033

Lyo, A.-R., Lawson, W. A., & Bessell, M. S. : 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **389**, 1461

Malkov, O. Y. : 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382**, 1073

Marconi, M. & Palla, F. : 1998, *Astrophys. J., Lett.* **507**, L141

Marconi, M. & Palla, F. : 2004, in J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, & W. W. Weiss (ed.), *The A-Star Puzzle*, Vol. 224 of *IAU Symposium*, pp 69–79

Marconi, M., Ripepi, V., Alcalá, J. M., Covino, E., Palla, F., & Terranegra, L. : 2000, *Astron. & Astrophys.* **355**, L35

Marconi, M., Ripepi, V., Bernabei, S., Ruoppo, A., Monteiro, M. J. P. F. G., Marques, J. P., Palla, F., & Leccia, S. : 2010, *Astrophys. & Space Sci.* **328**, 109

Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., van den Ancker, M. E., Waelkens, C., & Malfait, K. : 2001, *Astron. & Astrophys.* **365**, 476

Meléndez, J. & Barbuy, B. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **497**, 611

Miglio, A. : 2007, *Ph.D. thesis*, Université de Liège, Faculté des Sciences

Mihalas, D. : 1978, *Stellar atmospheres /2nd edition/*

Miroshnichenko, A. S., Gray, R. O., Klochkova, V. G., Bjorkman, K. S., & Kuratov, K. S. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **427**, 937

Nisini, B., Milillo, A., Saraceno, P., & Vitali, F. : 1995, *Astron. & Astrophys.* **302**, 169

Oudmaijer, R. D., van der Veen, W. E. C. J., Waters, L. B. F. M., Trams, N. R., Waelkens, C., & Engelsman, E. : 1992, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **96**, 625

Palla, F. & Stahler, S. W. : 1990, *Astrophys. J., Lett.* **360**, L47

Palla, F. & Stahler, S. W. : 1993, *Astrophys. J.* **418**, 414

Palla, F. & Stahler, S. W. : 1999, *Astrophys. J.* **525**, 772

Palla, F. & Stahler, S. W. : 2001, *Astrophys. J.* **553**, 299

Pamyatnykh, A. A. : 1999, **49**, 119

Piskunov, N. : 1999, in K. N. Nagendra & J. O. Stenflo (ed.), *Polarization*, Vol. 243 of *Astrophysics and Space Science Library*, pp 515–525

Piskunov, N. & Kochukhov, O. : 2002, *Astron. & Astrophys.* **381**, 736

Piskunov, N. E. : 1992, in Y. V. Glagolevskij & I. I. Romanyuk (ed.), *Physics and Evolution of Stars : Stellar Magnetism*, pp 92–+

Piskunov, N. E., Kupka, F., Ryabchikova, T. A., Weiss, W. W., & Jeffery, C. S. : 1995, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **112**, 525

Poretti, E., Michel, E., Garrido, R., Lefèvre, L., Mantegazza, L., Rainer, M., Rodríguez, E., Uytterhoeven, K., Amado, P. J., Martín-Ruiz, S., Moya, A., Niemczura, E., Suárez, J. C., Zima, W., Baglin, A., Auvergne, M., Baudin, F., Catala, C., Samadi, R., Alvarez, M., Mathias, P., Paparò, M., Pápics, P., & Plachy, E. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **506**, 85

Praderie, F., Catala, C., Simon, T., & Boesgaard, A. M. : 1986, *Astrophys. J.* **303**, 311

Praderie, F., Felenbok, P., Czarny, J., Talavera, A., & Boesgaard, A. M. : 1982, *Astrophys. J.* **254**, 658

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. : 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*

Reegen, P. : 2007, *Astron. & Astrophys.* **467**, 1353

Ripepi, V., Marconi, M., Bernabei, S., Palla, F., Pinheiro, F. J. G., Folha, D. F. M., Oswalt, T. D., Terranegra, L., Arellano Ferro, A., Jiang, X. J., Alcalá, J. M., Marinoni, S., Monteiro, M. J. P. F. G., Rudkin, M., & Johnston, K. : 2003, *Astron. & Astrophys.* **408**, 1047

Rogers, F. J. & Nayfonov, A. : 2002, *Astrophys. J.* **576**, 1064

Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Kupka, F., & Weiss, W. W. : 1997, *Baltic Astronomy* **6**, 244

Sartori, M. J., Gregorio-Hetem, J., Rodrigues, C. V., Hetem, Jr., A., & Batalha, C. : 2010, *Astron. J.* **139**, 27

Schmidt-Kaler, T. : 1982, *in Landolt-Börnstein Catalogue VI/2b*

Scuflaire, R., Montalbán, J., Théado, S., Bourge, P., Miglio, A., Godart, M., Thoul, A., & Noels, A. : 2008a, *Astrophys. & Space Sci.* **316**, 149

Scuflaire, R., Théado, S., Montalbán, J., Miglio, A., Bourge, P., Godart, M., Thoul, A., & Noels, A. : 2008b, *Astrophys. & Space Sci.* **316**, 83

Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. : 2000, *Astron. & Astrophys.* **358**, 593

Smalley, B. : 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi* **8**, 130

Sneden, C. A. : 1973, *Ph.D. thesis*, THE UNIVERSITY OF TEXAS AT AUSTIN.

Sousa, S. G., Alapini, A., Israelian, G., & Santos, N. C. : 2010, *Astron. & Astrophys.* **512**, A13+

Stahler, S. W. : 1983, *Astrophys. J.* **274**, 822

Tassoul, M. : 1980, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **43**, 469

Testa, P., Huenemoerder, D. P., Schulz, N. S., & Ishibashi, K. : 2008, *Astrophys. J.* **687**, 579

The, P. S., Cuypers, H., Tjin A Djie, H. R. E., Feinstein, A., & Westerlund, B. E. : 1985a, *Astron. & Astrophys.* **150**, 345

The, P. S., de Winter, D., & Perez, M. R. : 1994, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **104**, 315

The, P. S., Hageman, T., Tjin A Djie, H. R. E., & Westerlund, B. E. : 1985b, *Astron. & Astrophys.* **151**, 391

Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., & Shibahashi, H. : 1989, *Nonradial oscillations of stars*

Valenti, J. A. & Piskunov, N. : 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **118**, 595

van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. : 1998, *Astron. & Astrophys.* **330**, 145

van den Ancker, M. E., The, P. S., Tjin A Djie, H. R. E., Catala, C., de Winter, D., Blondel, P. F. C., & Waters, L. B. F. M. : 1997, *Astron. & Astrophys.* **324**, L33

Vick, M., Michaud, G., Richer, J., & Richard, O. : 2011, *Astron. & Astrophys.* **526**, A37+

Vieira, S. L. A., Corradi, W. J. B., Alencar, S. H. P., Mendes, L. T. S., Torres, C. A. O., Quast, G. R., Guimarães, M. M., & da Silva, L. : 2003, *Astron. J.* **126**, 2971

Vigneron, C., Mangeney, A., Catala, C., & Schatzman, E. : 1990, *Sol. Phys.* **128**, 287

Vogt, S. S. & Penrod, G. D. : 1983, *Astrophys. J.* **275**, 661

Wade, G. A., Bagnulo, S., Drouin, D., Landstreet, J. D., & Monin, D. : 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **376**, 1145

Waters, L. B. F. M. & Waelkens, C. : 1998, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **36**, 233

Watson, R. D. : 1988, *Astrophys. & Space Sci.* **140**, 255

Zima, W. : 2008, *Communications in Asteroseismology* **155**, 17

Zima, W., Wright, D., Bentley, J., Cottrell, P. L., Heiter, U., Mathias, P., Poretti, E., Lehmann, H., Montemayor, T. J., & Breger, M. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **455**, 235

Zwintz, K. : 2008, *Astrophys. J.* **673**, 1088

Zwintz, K., Marconi, M., Kallinger, T., & Weiss, W. W. : 2004, in J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, & W. W. Weiss (ed.), *The A-Star Puzzle*, Vol. 224 of *IAU Symposium*, pp 353–358

Table des figures

1 Principe d'étude des intérieurs stellaires par le biais de l'astérosismologie. 7

1.1 Distribution spectrale d'énergie des étoiles de Herbig AB Aur et PV Cep. 15
1.2 Position de la bande d'instabilité PMS telle que prévue pour les trois premiers ordres radiaux par les calculs de Marconi & Palla (1998). 20

2.1 Position de HD 104237 dans le diagramme HR, tel que présenté dans Böhm et al. (2004). 27
2.2 Composantes primaire et secondaire de l'orbite de la binaire spectroscopique HD 104237 pour la campagne d'observation d'avril 2000 au SAAO. 35
2.3 Position dans le diagramme HR de HD 104237 et des étoiles cibles de la campagne d'observations HARPS 2008. 43

3.1 Géométrie relative à un faisceau lumineux de direction $\vec{k}$ ($|\vec{k}| = 1$) et d'angle solide $d\Omega$ par rapport à une surface orientée $d\vec{A} = dA\,\vec{n}$ ($|\vec{n}| = 1$). . 54
3.2 Géométrie dite "de la ligne de visée". 58
3.3 Géométrie 1D-plan parallèle. 60
3.4 Opacité du continu typique d'une étoile de type spectral A. 65
3.5 Schéma illustrant la relation entre la fonction source et un profil de raie. . 73

4.1 Exemple de fichier fournis par VALD en retour d'une demande de type *Extract Stellar*. 82
4.2 Luminance spectrale relative aux fonctions de Planck pour T=8500 K et T=4750 K et rapport des ces luminances dans la gamme de longueurs d'onde de l'étude (4400-7000 Å). 85
4.3 Normalisation de l'ordre 2 du spectre observé de HD 104237. 88
4.4 Normalisation de l'ordre 44 du spectre observé de HD 104237. 89
4.5 Exemple de recouvrements inter-ordre dans le premier spectre de la nuit du 12 avril 2000. 90

4.6 Illustration du gain en SNR autour d'une raie spectrale sélectionnée pour l'étude des paramètres fondamentaux de HD 104237. 93

5.1 Illustration de la variabilité temporelle de la raie de Fe II à 5243.62 Å. . . 109
5.2 Schéma de principe de la largeur équivalente d'une raie. 110
5.3 Illustration graphique de la mesure des largeurs équivalentes $EW_{\rm obs}$ et $EW_{\rm synth}$ pour la raie à 4602.941 Å. 111
5.4 Fonction densité de probabilité et fonction de répartition de la loi de χ^2 à ν degrés de liberté. 115
5.5 Fonction de répartition de la loi de χ^2 à ν degrés de liberté et détermination des intervalles de confiance ΔS correspondant à des niveaux de confiance de 68.3%, 95.4% et 99.7%. 117
5.6 Ellipsoïde dans l'espace des paramètres à 3 dimensions délimité par une valeur de $\Delta S_{\rm red}$ constante pour un niveau de confiance donné. 119
5.7 Répartition 2D des valeurs de $S_{\rm red}$ en fonction de $T_{\rm eff}$ et $\log A_{\rm Fe}$. 120
5.8 Répartition des valeurs de $(EW_{\rm obs}-EW_{\rm synth})^2/(\sigma^2({\rm N}-{\rm k}))$ pour les différentes raies sélectionnées, en fonction de leur longueur d'onde et en fonction de leur potentiel d'excitation. 121
5.9 Courbes de croissance de la raie de Fe I à 4602.941 Å pour des spectres synthétiques de $\log g$ égal à 3.5, 4.0 et 4.5 et des $T_{\rm eff}$ allant de 7500 K à 9500 K par pas de 100 K et droite de $EW_{\rm obs}$. 123
5.10 Couples $(T_{\rm eff}, \log g)$ dont le modèles correspondant respecte l'équilibre d'excitation. 125
5.11 Répartition 2D des valeurs de $S_{\rm red}$ en fonction de $T_{\rm eff}$ et de $\log A_{\rm Fe}$. 126
5.12 Equilibre d'excitation du Fe I calculé pour les 8 raies de Fe I de cette étude. 128
5.13 Equilibre d'ionisation du Fe pour les raies sélectionnées et vérification de la valeur de ξ via le tracé de $\log A_{\rm Fe}$ en fonction de $EW_{\rm obs}$. 129
5.14 Position dans le diagramme HR de la composante primaire de HD 104237 (A) associée aux nouveaux paramètres stellaires fondamentaux déterminés dans cette étude. 132

6.1 Illustration d'harmoniques sphériques Y_ℓ^m pour $0 \leq \ell \leq 10$ et $0 \leq m \leq +\ell$. 151
6.2 Position des différents types d'étoiles variables dans le diagramme HR. . 161
6.3 Carte de vitesses à la surface d'une étoile en rotation d'un mode d'oscillation non-radial avec $\ell = 6$ et $m = 6$ et profil de raie resultant. 166

7.1 Série temporelle des profils LSD résiduels de la nuit du 25 avril 1999, après correction des mouvements orbital et radial et soustraction du profil LSD moyenné de tous les spectres des 6 nuits d'observation (22-26 avril 1999). 171

7.2 Variations temporelles des profils LSD résiduels dues aux pulsations non-radiales de HD 104237 pour quatre des cinq nuits d'observations de la campagne SAAO 1999. 172
7.3 Variations temporelles de l'amplitude de la médiane des trois *bins* centraux de vitesse des profils LSD résiduels pendant les nuits du 22 au 26 avril 1999. 173
7.4 Périodogramme des variations du centre du profil de raie équivalent (LSD) montrées dans la Figure 7.3, sans *prewhitening*. 176
7.5 Même figure que la Figure 7.4 mais après *prewhitening* des fréquences F_1 à F_8. 177
7.6 Analyse F2D combinée de HD 104237 pour les nuits du 22 au 25 avril 1999.178

8.1 Diagramme HR incluant les séquences évolutives calculées avec le code CLES et les boîtes d'erreurs sur les paramètres fondamentaux de HD 104237 données par van den Ancker et al. (1998), Grady et al. (2004) et la présente étude. 182
8.2 Diagramme de répartition des valeurs de $S_{\rm norm}$ (5 fréquences ajustées, grille de modèles G5. 188
8.3 Diagrammes de répartition des valeurs de $S_{\rm norm}$: 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G1 et G2. 195
8.4 Diagrammes de répartition des valeurs de $S_{\rm norm}$: 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G3 et G4. 196
8.5 Diagrammes de répartition des valeurs de $S_{\rm norm}$: 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G5 et G6. 197
8.6 Diagrammes de répartition des valeurs de $S_{\rm norm}$: 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G7 et G8. 198
8.7 Diagrammes de répartition des valeurs de $S_{\rm norm}$: 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G9 et G10. 199
8.8 Diagrammes de répartition des valeurs de $S_{\rm norm}$: 8 fréquences ajustées, grilles de modèles G11 et G12. 200
8.9 Fréquences théoriques et observées pour le meilleur modèle de la boîte d'erreur globale, dite boîte numéro 1 : grille G9, $M/M_\odot = 2.75$ et $S_{\rm norm} = 0.035$. Les lignes verticales en pointillés représentent les fréquences observées. Les segments en trait plein représentent les fréquences théoriques. En particulier, ceux en gras correspondent aux fréquences théoriques s'ajustant le mieux aux fréquences observées. L'ordre radial des modes correspondant est indiqué. 205
8.10 Fréquences théoriques et observées pour le meilleur modèle de la boîte d'erreur numéro 2 : grille G7, $M/M_\odot = 2.65$ et $S_{\rm norm} = 0.039$. Même légende que la Figure 8.9. 206

8.11 Fréquences théoriques et observées pour le meilleur modèle de la boîte d'erreur numéro 3 : grille G4, $M/M_\odot = 2.13$ et $S_{\rm norm} = 0.044$. Même légende que la Figure 8.9. 206
8.12 Fréquences théoriques et observées pour le meilleur modèle de la boîte d'erreur numéro 3 (calculs d'ajustement incluant 5 fréquences) : grille G8, $M/M_\odot = 2.07$ et $S_{\rm norm} = 0.019$. Même légende que la Figure 8.9. . . 207

9.1 Variations temporelles des profils LSD résiduels dues aux pulsations non-radiales de V1247 Ori pendant la nuit du 12 novembre de la campagne HARPS 2008. 214
9.2 Périodogramme des variations de la médiane des trois *bins* (colonnes) de vitesse centraux des profils LSD montrés dans la Figure 9.1. 215
9.3 Résultats de l'analyse Fourier 2D des variations de profils de raies observées dans l'étoile V1247 Ori pour la nuit du 12 novembre 2008. 217
9.4 Variations temporelles des profils LSD résiduels dues aux pulsations non-radiales de HD 35929 pour la nuit du 10 novembre de la campagne HARPS 2008. 218
9.5 Périodogramme des variations de la médiane des trois *bins* (colonnes) de vitesse centraux des profils LSD montrés dans la Figure 9.4, sans *prewhitening*. 219
9.6 Résultats de l'analyse Fourier 2D des variations de profils de raies observées dans l'étoile HD 35929 pour la nuit du 10 novembre 2008. 220
9.7 Série temporelle des profils LSD résiduels de l'étoile PDS 2 pendant la nuit du 12 novembre 2008 (durée d'observation : 3.1 heures). 221
9.8 Position dans le diagramme HR de HD 104237 et des étoiles cibles de la campagne d'observations HARPS 2008, ainsi que des 2 composantes pulsantes de la binaire RS Cha et de HR 5999. 223

Liste des tableaux

2.1 Paramètres stellaires de HD 104237 précédemment déterminés. 25
2.2 Résultats des études sismiques précédentes relatives à HD 104237. 29
2.3 Log des observations obtenues avec le spectrographe GIRAFFE du SAAO (Böhm et al., 2004), sur lesquelles se sont basées nos travaux. 36
2.4 Paramètres fondamentaux des étoiles cibles de la campagne d'observation HARPS 2008. 41
2.5 Résultats des études sismiques précédentes relatives aux étoiles cibles de la campagne d'observations HARPS 2008. 42
2.6 Log des observations obtenues avec le spectrographe HARPS de l'Observatoire de la Silla (Chili) du 10 au 12 novembre 2008. 42

5.1 Caractéristiques de raies d'absorption photosphériques de Fe sélectionnées pour la détermination des paramètres fondamentaux de HD 104237. . 112
5.2 Valeurs de ΔS_{red} en fonction du niveau de confiance p exigé et du nombre de degrés de liberté ν de la loi de χ^2 considérée. 117
5.3 Sensibilité des raies sélectionnées aux différents paramètres stellaires à l'étude : T_{eff}, $\log g$ et $\log A_{\mathrm{Fe}}$. 127
5.4 Paramètres fondamentaux de HD 104237 déterminés dans cette étude. . . 130
5.5 Valeurs de la luminosité, de la masse et du rayon de HD 104237 calculés à partir des paramètres fondamentaux déterminés dans cette étude et de la relation masse-luminosité pour étoile de masse intermédiaire donnée par Malkov (2007). L'âge est estimé sur base de la position de l'étoile par rapport aux trajets évolutifs de Palla & Stahler (2001). 131

6.1 Caractéristiques des différents types de variables pulsantes visibles dans la Figure 6.2. 163

7.1 Fréquences déterminées avec le logiciel Period04. Les différentes colonnes sont : (1) numéro de fréquence, par ordre croissant d'amplitude, (2) fréquence en c j^{-1} et (3) en μHz, (4) amplitude de la variation du flux relativement à la valeur moyenne du flux au centre du profil ; (5) identification avec les fréquences déterminées par Böhm et al. (2004) ; $|\delta f| = |F - f|$. . . 174

8.1 Paramètres des 12 grilles de séquences évolutives calculées avec CLES. . 183
8.2 Paramètres des modèles situés dans la boîte d'erreur numéro 1 et présentant, pour chaque grille, la valeur minimale de $S_{\rm norm}$ (ajustement des fréquences théoriques à 8 fréquences observées). 201
8.3 Paramètres des modèles situés dans la boîte d'erreur numéro 2 et présentant, pour chaque grille, la valeur minimale de $S_{\rm norm}$ (ajustement des fréquences théoriques à 8 fréquences observées). 202
8.4 Paramètres des modèles situés dans la boîte d'erreur numéro 3 et présentant, pour chaque grille, la valeur minimale de $S_{\rm norm}$ (ajustement des fréquences théoriques à 8 fréquences observées). 203
8.5 Paramètres des modèles situés dans la boîte d'erreur numéro 3 et présentant, pour chaque grille, la valeur minimale de $S_{\rm norm}$ (ajustement des fréquences théoriques à 5 fréquences observées). 204

9.1 Fréquences des variations observées dans les profils de raies équivalents de V1247 Ori, déterminées avec le logiciel Period04. 216
9.2 Fréquences des variations observées dans les profils de raies équivalents de HD 35929, déterminées avec le logiciel Period04. 218

Partie V

Annexes

A

Liste des publications

Publications dans des revues de rang A (à comité de lecture)

Fumel, A., Böhm, T. 2011, AA, soumis : *Spectroscopic monitoring of the Herbig Ae star HD 104237 – II. Non-radial pulsations, mode analysis and fundamental stellar parameters*

Petit, P., Lignières, F., Wade, G. A., Aurière, M., Böhm, T., Bagnulo, S., Dintrans, B., **Fumel, A.** et al. 2010, AA, 523, 41 : *The rapid rotation and complex magnetic field geometry of Vega*

Actes de colloques

- à comité de lecture :

Fumel, A., Böhm, T. 2008, Communications in Asteroseismology, 157, 309 : *Pulsational analysis of the Herbig Ae star HD 140237*
(HELAS Workshop : Interpretation of Asteroseismic Data)

- autres :

Fumel, A., Böhm, T. 2010, Astronomische Nachrichten/Astronomical Notes, 331, No.9-10 (2010) / P50 : *Towards the asterosismology analysis of the Herbig star HD 104237* (4th HELAS International Conference : Seismological Challenges for Stellar Structure)

B

Publication 1 : Fumel, A., Böhm, T.
2011, AA, soumis

Astronomy & Astrophysics manuscript no. fubo˙revised
March 19, 2012
© ESO 2012

Spectroscopic monitoring of the Herbig Ae star HD 104237 ⋆

II. Non-radial pulsations, mode analysis and fundamental stellar parameters

A. Fumel[1,2] and T. Böhm[1,2]

[1] Université de Toulouse; UPS-OMP; IRAP; Toulouse, France
e-mail: torsten.boehm@irap.omp.eu
[2] CNRS; IRAP; 14, avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

Received August 3 2011; accepted March 8 2012

ABSTRACT

Context. Herbig Ae/Be stars are intermediate-mass pre-main sequence (PMS) stars showing signs of intense activity and strong stellar winds, whose origin is not yet understood in the frame of current theoretical models of stellar evolution for young stars. In addition, the evolutionary tracks of the earlier Herbig Ae stars cross the theoretical PMS instability strip located roughly in the same area of the HR diagram as the δ Scuti variables. Many of these stars exhibit pulsations of δ Scuti type.
Aims. Understanding the internal structure of pulsating Herbig Ae stars based on asteroseismic studies will help constraining the origin of their tremendous activity, winds, and variability. It is therefore necessary to investigate the location of the PMS instability strip and of its boundaries, and to extend the sample of observed and studied pulsating Herbig Ae stars. The aim of this work was to carry out a thorough analysis of the line profile variations of the prototype Herbig Ae star HD 104237 based on high-resolution spectroscopy and to redetermine precisely its fundamental parameters, which are the basic ingredients of a forthcoming asteroseismic modeling.
Methods. HD 104237 is a pulsating Herbig Ae star with eight detected frequencies based on the analysis of radial velocity variations. In this article, we reinvestigated an extensive high-resolution quasi-continuous spectroscopic data set in order to search for very faint indications of non-radial pulsations in the line profile by working on dynamical spectra of equivalent photospheric (LSD) profiles of HD 104237. A 2D Fourier analysis (F2D) was performed of the entire profile and the temporal variation of the central depth of the line was studied with the time-series analysis tools *Period04* and *SigSpec*. We present the results of these analysis including the mode identification corresponding to the detected dominant frequency, as well as a new determination of its fundamental stellar parameters.
Results. The analysis of spectroscopic data set of April 22 - 25 obtained at SAAO in 1999 has confirmed the presence of multiple oscillation modes of low-degree ℓ in HD 104237 and led to the first direct detection of a non-radial pulsation mode in this star: the dominant mode F1 was identified by the Fourier 2D method having a degree ℓ value comprised between 1 and 2, the symmetry of the pattern variation indicating an azimuthal order of $\pm$ 1. The detailed study of the fundamental stellar parameters has provided a $T_{\rm eff}$, log g, and iron abundance of 8550 $\pm$ 150 K, 3.9 $\pm$ 0.3, and -4.38 ± 0.19 (i.e. [Fe/H]= $+0.16 \pm 0.19$), respectively.

Key words. stars: pre-main-sequence – stars: oscillations – stars: individual: HD 104237 – stars: binaries: spectroscopic – stars: fundamental parameters

1. Introduction

Pre-main sequence (PMS) stars of intermediate mass (2 to 10 $M_\odot$) are known as Herbig Ae/Be (hereafter HAeBe) stars, following a first classification by Herbig (1960); for a review, see Waters & Waelkens (1998). Their spectra reveal strong infrared excesses indicative of a dense circumstellar environment. Intense signs of stellar activity, variability, and winds are observed. Indeed, the frequently observed emission in Mg II h and k lines, Ca II IR triplet, Ca II H and K line, He I 5876 Å, many Fe II lines, Na I D, N V, Si IV and C IV resonance lines, imply the high temperature of a chromosphere or corona to be formed. Short-term variability of many of these lines are observed and P Cygni profiles of Hα, Hβ, Mg II h and k lines present in the spectra of some of these stars indicate the presence of strong and structured stellar winds (see e.g. Praderie et al. 1982, 1986; Catala & Talavera 1984; Catala et al. 1986a,b; Catala & Kunasz 1987; Catala 1988; Böhm & Catala 1995; Böhm et al. 1996).

A wide-spread idea consists in invoking magnetism as being responsible of these active stellar phenomena, requiring either the presence of a primordial magnetic field or a dynamo mechanism whose basic ingredients are classically convection and rotation. On one hand, recent spectropolarimetric observations of Herbig stars indicate the presence of significant magnetic fields only in a small 10% fraction of them (Wade et al. 2007), these results agree with the primordial fossil field hypothesis. On the other hand, considering a possible dynamo mechanism, the position of HAeBe stars in the HR diagram indicates that they are in the radiative phase of their quasi-static contraction toward the main sequence (Iben 1965; Gilliland 1986; Palla & Stahler 1993). Therefore, in absence of subphotospheric convection, a classical solar-type magnetic dynamo mechanism cannot be at work and the observed activity remains paradoxical. While an external origin, involving an accretion disk as invoked for explaining the activity in classical TTauri stars (Bertout et al. 1988), cannot be ruled out, growing evidence indicates that the energy needed to produce this activity is of internal stellar origin (Böhm & Catala 1995); theoretical explanations might invoke deuterium shell burning (Palla & Stahler 1990) or an alter-

⋆ Based on observations collected at the 1.9m SAAO telescope

native dynamo mecanism based on a non-convective turbulent layer (Lignieres et al. 1996). It is a major concern for testing young stellar evolutionary theory to solve this still-open question about HAeBe stellar activity by constraining the internal structure of these objects using asteroseismic techniques, i.e. the analysis and modeling of stellar pulsations, if observed.

The existence of these stellar pulsations in HAeBe stars are known since Breger (1972) discovered two pulsating candidates, V588 Mon and V589 Mon, in the young open cluster NGC 2264. Subsequently, two additional pulsating Herbig stars were detected: HR 5999 (Kurtz & Marang 1995) and HD 104237 (Donati et al. 1997). Motivated by these detections, Marconi & Palla (1998) investigated theoretically a PMS instability strip for the first three radial modes of pulsations and concluded on a topology of this instability strip, which corresponded roughly to the same area in the HR diagram as the δ Scuti variables. The study of Marconi & Palla (1998) showed that most of the Herbig Ae stars are expected to cross it for a significant fraction of their evolution to the main sequence (5 to 10% of their PMS phase). Studying the largest number of PMS pulsating stars will allow us to constrain the boundaries of the PSM instability strip and to caracterize it. The priority should be given to multiperidodic pulsators, which are the most promising candidates for an asteroseismic modeling. As of today, a significant number of Herbig Ae stars, either field stars or members of young open clusters, have indeed revealed to be pulsating at timescales typical of δ Scuti stars, i.e. with short periods (from $\approx$ 20 min to several hours) and low amplitudes (from mmag to few hundreths of mag in case of photometry, and less than typically 1 - 2 km s^{-1}for radial velocity studies) (for reviews see e.g. Catala 2003; Marconi & Palla 2004; Zwintz et al. 2004; Zwintz 2008). Most of them have been studied in photometry, but only very few in spectroscopy (e.g. Böhm et al. 2004, 2009). However, owing to cancellation effects, only modes of low degree are detected in photometry or radial velocity curves. For a deeper analysis high-resolution spectroscopy is necessary to study the weak variations induced by non-radial pulsations in the rotationally-broadened photospheric line profiles. It should be noted that binarity is common among HAeBe stars with approximately 60% (Baines et al. 2006). HD 104237 is also a spectroscopic binary, which tremendously complicates the analysis of its spectrum.

This article is the second of a series on the prototype Herbig Ae star HD 104237, starting with the article by Böhm et al. (2004). The first article presented the detection of multiperiodic oscillations in the radial velocity curves of the star and the analysis of its binary orbit, among others. In this present article, we describe the direct search and detection of oscillations in the line profiles, the mode identification of the dominant non-radial pulsation mode, and a fundamental stellar parameter determination by spectroscopic means. This work therefore represents the basis for the asteroseismic modeling we will present in a forthcoming article (Fumel et al., in prep).

The article is structured as follows: in Sect. 2, we review in detail previous works on HD 104237, Sect. 3 sums up the spectroscopic observations we worked with and describes the data reduction. Sect. 4 presents our detection and identification of non-radial pulsations in HD 104237, Sect. 5 describes the spectral continuum determination tool we developed to obtain optimized high-quality spectra. In Sect. 6 we detail the fundamental parameter determination of HD 104237 we carried out, and finally we conclude and discuss our results in Sect. 7.

2. Previous works on HD 104237

Hu et al. (1989, 1991) derived from photometric and spectroscopic studies that HD 104237, or DX Cha, is a member of the Herbig Ae/Be group. Moreover, it is a prototype of this group of stars and a particularly suitable target because it is very bright (m_v = 6.6), which allows monitoring with short exposure times in high-resolution spectroscopic mode. HD 104237 is a multiple system whose primary component (hereafter simply called HD 104237 or the "primary") is a Herbig Ae star with several low-mass companions at separations between 1" and 15" (Feigelson et al. 2003), including a close K3 companion in an eccentric 19.9-day orbit (hereafter HD 104237b or the "secondary"). This very close component of approximate spectral class K3 forms a spectroscopic binary with the primary (Böhm et al. 2004). Indeed, K3-type spectral features (including Li I 6707 Å and Ca I 6718 Å lines) are observed in the composite spectra (Feigelson et al. 2003). As a consequence, the pollution by the secondary spectrum has to be taken into account in a precise fundamental parameter analysis.

2.1. Previous fundamental parameter determination

The strong IR excesses and the UV-extinction caused by the presence of CS dust , the emission components in many absorption lines, the P Cygni profiles observed notably in the Balmer lines, and the spectroscopic binary pollution make the determination of most fundamental stellar parameters of HD 104237 difficult. Thus, the spectral types avalaible in the literature for HD 104237 range from A0 to A8 (implying a broad range in possible $T_{\rm eff}$ values) and its bolometric luminosity from $\approx$ 20 to 60 $L_\odot$. The most important parameters of HD 104237 (primary and secondary) found in the literature are chronologically summarized in Table 1.

Using the accurate absolute astrometric and photometric data yielded by the Hipparcos satellite, van den Ancker et al. (1997) computed new $T_{\rm eff}$, log $(L_\star/L_\odot)$, mass and age values for HD 104237, which were refined in van den Ancker et al. (1998). They should provide, as of today, the most reliable parameter determination. The uncertainties on the effective temperature (see van den Ancker et al. 1997) were estimated to correspond typically to one subclass in spectral type and were not determined in a statistical procedure.

Using evolutionary tracks and isochrones from Palla & Stahler (2001) and stellar parameters from van den Ancker et al. (1998) and Grady et al. (2004), Böhm et al. (2004) concluded on an age of 2 Myr for HD 104237, in agreement with van den Ancker et al. (1997, 1998) and Feigelson et al. (2003), Böhm and collaborators independently concluded on a value of the stellar mass $M_\star = 2.2 \pm 0.1 M_\odot$, close to previous results. In addition, they calculated a mass ratio M_P/M_S of 1.29 ± 0.02, based on measures of the primary and secondary radial velocities with respect to the binary systemic velocity, which enabled them to estimate the mass of the secondary, $M_{\rm sec} = 1.7 \pm 0.1 M_\odot$. Assuming the same age for both components, they confirmed a K3 spectral type for the secondary and assessed a temperature of about 4750 K and a luminosity of one tenth of $L_{\rm P}$.

Acke & Waelkens (2004) used the $T_{\rm eff}$ and log g presented in Meeus et al. (2001) (and references therein) to carry out a chemical analysis of several PMS stars including HD 104237. They measured the equivalent widths of many chemical elements and converted them into abundances using the program MOOG (Sneden 1973), but taking into account neither the binarity of this star (which adds a continuum veiling along with addi-

tional lines from the secondary) nor the asymmetries or the emission components in the line profiles. Using the solar abundances by Anders & Grevesse (1989), these authors found a solar-like global metallicity ([M/H]= $+0.06 \pm 0.05$) and a solar abundance for several chemical elements including Fe ([Fe/H]=$+0.09 \pm 0.19$ where [Fe/H]=$\log\left(\frac{N_{\rm Fe}}{N_{\rm H}}\right)_{\rm HD\,104237} - \log\left(\frac{N_{\rm Fe}}{N_{\rm H}}\right)_{\odot}$).

Donati et al. (1997) measured a $v$sini of 12 ± 2 km s^{-1}, which suggests either that HD 104237 is viewed close to pole-on or that it is a moderate rotator. Böhm et al. (2006) detected a modulation of the Hα line profile with a period of 100 ± 5 hr and suggested a rotational origin, yielding an inclination of $23^{\circ}{}^{+9}_{-8}$. This value of $P_{\rm rot}$ was confirmed by Testa et al. (2008) in an X-ray study of the HD 104237 system.

Concerning magnetism, Donati et al. (1997) detected a weak field of about 50 G in HD 104237, but a later survey by Wade et al. (2007) could not confirm it at this stage.

2.2. Previous pulsational analysis

Following the first discovery of pulsations in HD 104237 by Donati et al. (1997) and confirmation by Kurtz & Müller (1999), Böhm et al. (2004) obtained in 1999 and 2000 an extensive high-resolution (R≈35000) spectroscopic data set of HD 104237 at the 1.9m Radcliffe telescope of the SAAO (see Sect. 3). The analysis of the resulting high-quality radial velocity curve allowed them to detect for the first time by spectroscopic means multi-periodic oscillations in a PMS star (eight frequencies in the 1999 data set and five in the 2000 data set). Five frequencies of 1999 were identified with frequencies of 2000, between 28.50 and 35.60 d^{-1}. The three last frequencies of 1999 (f_6 to f_8) were considered as less certain. The frequency differences of the eight, respectively five frequencies detected by Böhm et al. (2004) were smaller than the estimated large separation ($\Delta\nu_0 \approx 40 - 45$ μHz), leading the authors to conclude on the nonradial nature of at least some of the pulsation modes detected in their work. More generally, no regular frequency pattern was clearly identified in the pulsational behaviour of HD 104237.

Using the results of Böhm et al. (2004), Dupret et al. (2006, 2007) found in a preliminary seismic modeling of HD 104237 that it is difficult to properly fit the observed frequencies with theoretical frequencies computed from models with $T_{\rm eff}$ and $\log(L_\star/L_\odot)$ presented in van den Ancker et al. (1998) and Grady et al. (2004). An important result Dupret et al.'s conclusion that HD 1043237 could in fact not be a typical δ Scuti type pulsator, because the p modes order corresponding to the observed frequencies are too high to be excited by the standard excitation mechanism of δ Scuti type variables, namely a κ-driving in the He II partial ionization zone.

3. SAAO spectroscopic observations and data reduction

The analysis presented in this article is based on parts of the data set described in Böhm et al. (2004), namely the high-resolution quasi-continuous spectroscopic observations obtained in April 1999 and April 2000 at the 1.9 m SAAO (South African Astronomical Observatory) Radcliff telescope; all data were obtained with the GIRAFFE fiber-fed echelle spectrograph ($R \approx 35000$, visible domain 430-690 nm, $t_{\rm exp} = 5$ min, S/N at 550 nm of 50-70 pix^{-1} for each exposure). Data reduction was carried out following standard reduction procedures using the "ESPRIT" spectroscopic reduction package (Donati et al. 1997). The least-squares deconvolution (LSD) method as described in Donati et al. (1997) which uses the multiplex gain of more than 500 lines present in the spectrum of this star, allowed us to obtain high S/N equivalent photospheric profiles. High-precision radial velocity correction was achieved using the positions of more than 100 narrow telluric vapor lines. All spectra were shifted to the heliocentric rest wavelength and calibrated to a final intrinsic precision estimated to be around 100 ms^{-1} for this data set.

Our search for direct signatures of non-radial pulsations in the equivalent photospheric profiles was carried out based on the data collected during the nights of April 22 to 26 1999, while the fundamental parameters were determined with data taken at the periastron night of April 12 2000, ensuring a maximum separation of both binary components of around 60 km s^{-1}. This avoided pollution of the primary by the much fainter HD 104237b spectrum as far as possible. The log of the observations is summarized in Table 2.

Table 2. Log of the observations.

Date	Time series duration (hrs)	Number of spectra	S/N (pixel^{-1}) at 550 nm
1999-Apr-22	8.2	74	55-120
1999-Apr-23	10.2	91	40-90
1999-Apr-24	10.8	136	30-100
1999-Apr-25	10.9	156	30-60
1999-Apr-26	7.7	58	30-80
2000-Apr-12	3.6	35	40-60

4. Direct detection and identification of non-radial pulsations

The most direct way to perform mode identification in multi-periodically oscillating stars is the analysis of line-profile variations of rotationally-broadened high-resolution photospheric profiles. The maximum attainable degree ℓ increases with the ratio $v \sin i$ to the resolved spectral element ($\Delta v = c/R$), the parameters of HD 104237 and the instrumental set-up indicating a detection limit of $\ell_{\rm max}$ on the order of 3.

Each LSD profile was corrected for its radial velocity (orbital motion and centroid shifts mainly caused by radial pulsations) and a mean LSD profile, averaged over the whole run, was individually subtracted. The residuals show profile variations that are clearly indicative of non-radial stellar pulsations, with differential amplitudes on the order of 1.5% of the continuum. Also, the dynamical spectra of Fig.1 show that beating between nearby frequencies occurs, which leads to the conclusion that there is probably more than one non radial pulsation (NRP) (the night of April 26 is not represented because of shorter coverage). Fig. 2 shows the differential amplitude variations at line center, extracted by taking the median value of the three central velocity bins of each spectrum, one bin corresponding to 4 km s^{-1}.

4.1. Central profile analysis with SigSpec and Period04

We carried out a frequency analysis of the time-series using the *Period04* package (Lenz & Breger 2005) in parallel with the *Sigspec* package (Reegen 2007). They both use, in iterative process, combinations of discrete Fourier transform (DFT) and least-squares fitting algorithms to extract the frequencies, amplitudes and phases of multi-periodic signals in not-equally spaced

Table 1. Stellar parameters of HD 104237. 2nd column: P corresponds to the stellar parameters of the primary and S to those of the secondary. Values in italics (log g and $R/R_\odot$): computed from universal gravitation and Stefan-Boltzmann laws. References: [1] Hu et al. (1989), [2] Hu et al. (1991), [3] Brown et al. (1997), [4] van den Ancker et al. (1997), [5] Donati et al. (1997), [6] van den Ancker et al. (1998), [7] Grady et al. (2004), [8] Böhm et al. (2004), [9] Luhman (2004), [10] Acke & Waelkens (2004), [11] Lyo et al. (2008), [12] Böhm et al. (2006). Mass and ages are determined using the model isochrones and isomass of [(a)] Iben & Renzini (1984), [(b)] Palla & Stahler (1993), [(c)] Siess et al. (2000), [(d)] Palla & Stahler (1999), [(e)] Palla & Stahler (2001).

Ref.		Sp. Type	log $T_{\rm eff}$	$T_{\rm eff}$ (K)	log $(L_\star/L_\odot)$	log g	$M_\star/M_\odot$	$R_\star/R_\odot$	Age (Myr)	$v\sin i$ (km.s^{-1})	i (°)
[1]	P	A0Vpe									
[2]	P	A4Ve	3.93	8450	1.34	*4.1*	2.1[(a)]	2.2			
[3]	P	A7IVe									
[4]	P	A0Vpe [1]	3.98 ± 0.05	$9550^{\pm 550}$	1.77 ± 0.06	*3.9*	2.5 ± 0.1[(b)]	*2.9*	2.0 ± 0.5[(b)]		
[5]	P	A4V								12 ± 2	
[6]	P	A4IVe+sh	3.93 ± 0.05	$8500^{\pm 500}$	$1.55^{+0.06}_{-0.05}$	*3.9*	2.3[(b)]	*2.8*	2.0[(b)]		
[7]	P	A7.5-8Ve	3.86	≈ 7300	$1.42^{+0.04}_{-0.07}$	*3.7*	2.1[(c)]	*3.3*	5[(c)]		18^{+14}_{-11}
[8]	P	A7.5-8Ve [7]		≈ 7300 [7]	1.42 [7]	*3.7*	2.2 ± 0.1[(e)]	*3.3*	2[(e)]		
	S	K3	3.675	4730	0.42	*3.9*	1.7 ± 0.1[(e)]	*2.5*	2[(e)]		
[9]	P	A7.75 [7]	3.88	7648	1.46	*3.8*	2.2[(d)]	*3.1*	≈ 2[(d)]		
[10]	P		3.90	8000		4.5				10 ± 1	
[11]	P	A4-5Ve									
[12]	P										23^{+9}_{-8}

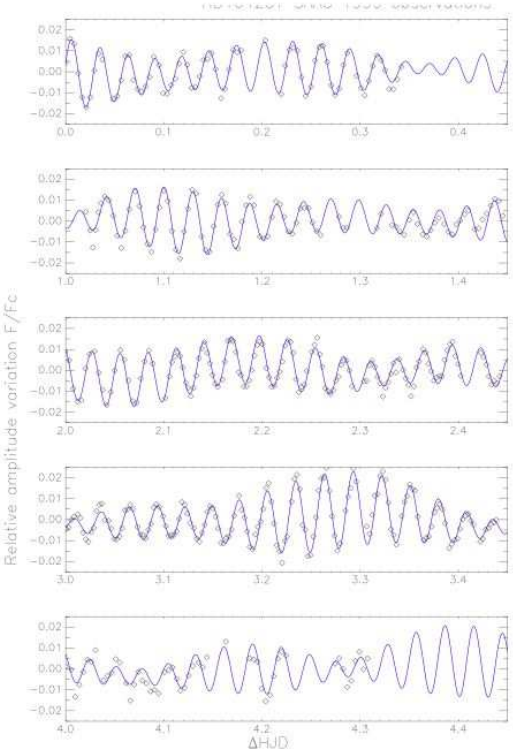


Fig. 2. Amplitude variation of the central velocity bins of the residual LSD profile on the nights Apr. 22 to 26 1999. Superimposed is a fit of the data corresponding to the result of the frequency analysis as presented in Tab. 3.

data sets. To avoid at maximum low-frequency night-to-night variations, we corrected the time series by subtracting a nightly average before performing the analysis. Still, by doing so, some low frequencies persisted. The results of this analysis are shown in Table 3. As described in Böhm et al. (2004), the uncertainty in the extracted frequency value can be estimated in different ways. The most conservative approach is measuring of the FWHM of the main lobe of the spectral window function (Ripepi et al. 2003), corresponding here to $\Delta f = 0.31\,\mathrm{d}^{-1}$. Fig. 3 shows the amplitude power spectrum including all strong peaks around 29 - 36 d^{-1}, the noise levels were determined after prewithening of the nine first frequencies. Fig. 4 shows that even F_9 has a significance level of above 99.9%, following the approach described in Breger et al. (1993) and Kuschnig et al. (1997). We arbitrarily decided to stop the iterative procedure for amplitude values below 0.1%. The verification of the results with *SigSpec* revealed exactly the same frequencies and amplitudes, all detected frequencies F_1 to F_{10} having a significance level between 66.5 and 6.3, respectively. No combined frequency is present in the power spectrum, following the analysis with the *Combine* program by Reegen (2007). We did not consider the frequencies below approximately $5\,\mathrm{d}^{-1}$, because differential calibration problems from one night to the next might persist, i.e. this excludes F_4, F_7, F_8, and F_{10}. By applying the error estimate by Ripepi et al. (2003), all remaining frequencies ("F") could be identified with the frequencies ("f") determined by radial velocity studies on the same data set in Böhm et al. (2004). F_3 is slightly outside the error bar, and the $1.0\,\mathrm{d}^{-1}$difference between F_9 and f_3 indicates that we most likely deal with an alias of the same frequency. The order of the first two dominant frequencies is inverted depending on if radial velocity or central depth variations are analyzed, probably because of the prior radial velocity recentering.

4.2. Mode identification with the Fourier 2D method

A direct method of analyzing the non-radial pulsation modes present in the LSD-spectra time series is applying the Fourier 2D method on line-profile variations (Kennelly et al. 1993; Kennelly 1994; Kennelly et al. 1996). This technique analyzes the complex pattern present in the line profiles by computing a 2D Fourier transform in time and Doppler space. To do this, we performed an interpolation of each profile on a grid representing stellar longitudes, transforming velocities across the line profile into longitudes on the stellar equator using the relation $\Delta v = v \sin i \sin \phi$. Δv is here the velocity position within the LSD profile with respect to the rest wavelength of the star and ϕ is the stellar longitude angle of the star in spherical coordinates.

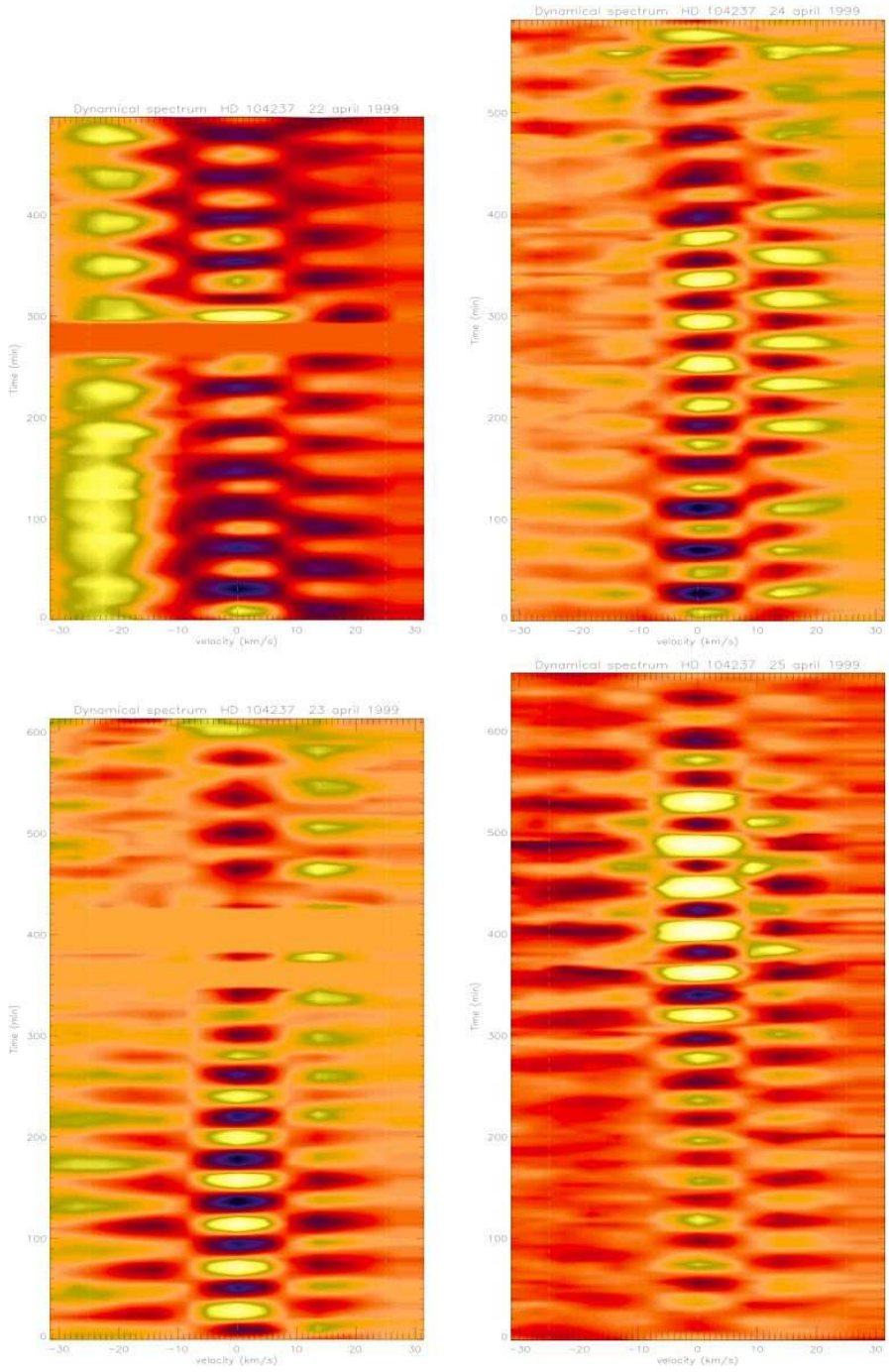

Dynamical spectrum HD 104237 22 april 1999
Dynamical spectrum HD 104237 24 april 1999
Dynamical spectrum HD 104237 23 april 1999
Dynamical spectrum HD 104237 25 april 1999
Time (min)
velocity (km/s)

Fig. 1. Line profile variations due to the non-radial pulsations of HD 104237. The deviations from the mean intensity are displayed for four different nights (*top left*: April 22 1999, *bottom left*: April 23 1999, *top right*: April 24 1999, *bottom right*: April 25 1999). Dashed lines represent the limits of the equivalent profile, an additional broadening agent generates wings reaching almost $\pm 2\ v \sin i$, ie. twice the width of a pure rotational profile at continuum level.

In the resulting 2D Fourier spectrum, the temporal frequencies are related here mainly to the frequencies of oscillation, while the apparent azimuthal order $\hat{m}$ is related to the structure of the modes present at the stellar surface, which is not identical to the usual azimuthal order m. The original work by Kennelly (1994) showed that apparent $|\hat{m}|$ scales as ℓ +2 for values close to zero, as ℓ +1 for values lower than 10 and as ℓ for values above 10 (ℓ being the degree of the mode). We performed this F2D computa-

Table 3. Frequencies determined with *Period04*. The different columns are: (1) number, (2) frequency in $d^{-1}$and (3) in μHz. (4) Amplitude in (F/F_c) (flux variation with respect to the average profile), (5) identification with frequencies as of Böhm et al. (2004), and absolute shift in d^{-1}.

#	F_{P04} (d^{-1})	F_{P04} (μHz)	A_{P04} (F/F_c)	f_{B04} ($\|\delta f\|$)
F_1	35.60	412.04	0.0089	f_2 (0.01)
F_2	33.74	390.51	0.0033	f_1 (0.12)
F_3	32.25	373.26	0.0030	f_6 (0.36)
F_4	4.47	51.74	0.0024	
F_5	31.08	359.72	0.0028	f_4 (0.12)
F_6	34.00	393.52	0.0019	f_5 (0.14)
F_7	1.94	22.45	0.0018	
F_8	2.72	31.48	0.0014	
F_9	29.48	341.20	0.0011	f_3 (1.0)
F_{10}	5.17	59.84	0.0010	

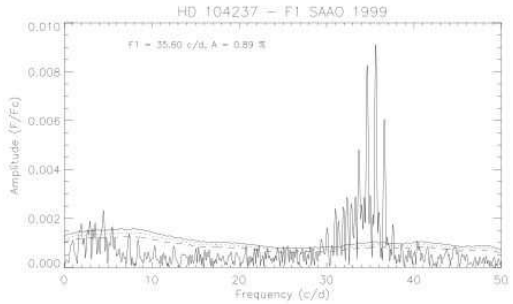


Fig. 3. Periodogram of the line center variation as shown in Fig.2, without prewithening. The large bulk of frequencies around 29 - 36 d^{-1}can be seen, as well as the 3.2, 3.6 and 4.0 mean-ampitude level of the noise determined by prewithening F_1 to F_9, corresponding to a 90%, 99% and 99.9% significance level, respectively.

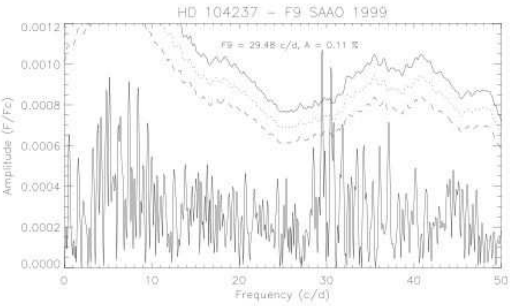


Fig. 4. Same figure as Fig. 3, but prewithened by F_1 to F_8. As shown, F_9 is present, well above the 99.9% confidence level.

tion on each night of April 22 to 25 1999. A weighted combination of the nightly F2D spectra can be seen in Fig. 5 (see Böhm et al. 2009 for details of the method) and our results confirm the presence of low-degree non-radial pulsations: a peak at the dominant frequency F_1 is clearly seen with an apparent $\hat{m}$ of between 2 and 4 indicating a degree ℓ of between 0 and 2. Moreover, as can be seen in Tab. 2.3 of Kennelly (1994) (or in simulations with available online-NRP simulators), the symmetric pattern of the dynamical residual profile as seen in Fig.1 indicates an azimuthal order m = ± 1 for F_1, implying a most likely ℓ value of 1 or 2.

The frequency peak in Fig. 5 between 3 and 5 $d^{-1}$is again not taken into account, because nightly calibration shifts can easily introduce such variations.

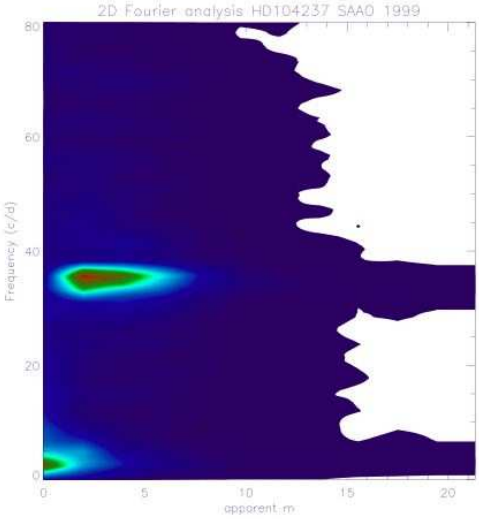


Fig. 5. Combined F2D analysis of HD 104237 for the nights of April 22 to 25 1999.

A complementary analysis on the whole data set using the FAMIAS code (Zima et al. 2006; Zima 2008) is planned, but the highly asymmetric mean photospheric profile seen in HD 104237 adds complexity to the data analysis and cannot be taken into account in the present state of the code.

5. Optimized spectral continuum determination

Our next step, the fundamental parameter redetermination, required summing up of individual spectra obtained during a periastron night, the goal being a resulting spectrum with very high S/N. Each individual spectrum had to undergo an optimized continuum normalization as an essential prerequisite. An automatic code was developed, because the case of HD 104237 proved to be quite complicated owing to the pollution by the spectrum of its secondary companion, but also because of emission components and variability observed in numerous absorption lines. As a first step, we determined the effective continuum location within each composite spectrum. To do so, absorption line lists were extracted from the Vienna Atomic Line Database (VALD; Piskunov et al. 1995; Ryabchikova et al. 1997; Kupka et al. 1999, 2000) corresponding to the approximate fundamental parameters of each component. For each individual spectrum, these grids were shifted by the precise orbital velocities at the acquisition time. A wavelength-dependant luminosity-ratio (black-body approximation) of both components was calculated and a depth criterion applied. The rotational broadening was taken into account. Finally, the elimination of unsuited, "active" spectral line regions let us determine true continuum regions. The division by a fourth degree polynomial fitted through the remaining continuum areas of each order normalized them and was followed by

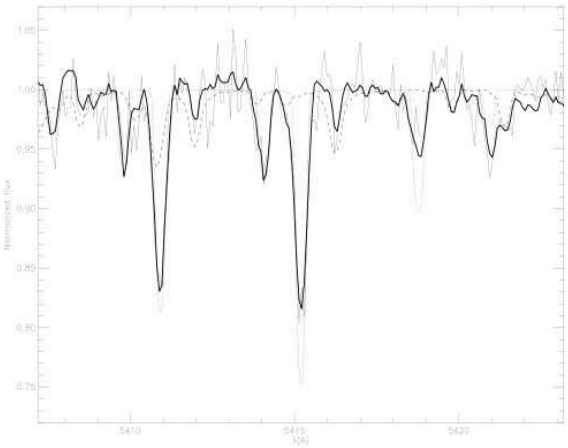


Fig. 6. Individual (thin line) and summed (thick line) normalized spectrum of the periastron night around one of the selected lines (Fe I 5415.1920 Å). Synthetic spectra with $T_{\rm eff}$ =8500 K (dotted line) and $T_{\rm eff}$ =4750 K (dashed line) were overplotted ($\log g$=4.0, $v_{\rm micro}$ = 2 km s^{-1}solar abundances for both spectra), showing the location of the individual lines. The secondary's spectrum was corrected by the local luminosity ratio. Neither fundamental parameters nor local luminosity ratios are perfectly tuned at this stage.

their weighted concatenation, taking into account the local S/N in the overlapping regions between adjacent orders (excluding the broad Hα and Hβ line areas, which remained unnormalized). In a last step, all obtained individually normalized spectra of the night were added, weighted by their corresponding average S/N, after recentering them on their individual primary component rest velocity.

The resulting gain in S/N of our reference "periastron" spectrum (see Fig. 6) was of about a factor of 6, the S/N reaching almost 400 per resolved element at 550 nm.

6. Fundamental parameter determination

6.1. Method

Since $T_{\rm eff}$, $\log g$, chemical abundances ($\log A_{\rm E} = \log\left(\frac{N_{\rm E}}{N_{\rm H}}\right)$ for an element E), and microturbulent velocity $v_{\rm micro}$ are interdependant and simultaneously affect the depth, width, and shape of spectral absorption lines, they have to be determined simultaneously. Numerous methods exist for this analysis, but very few of them are suitable in the particular case of HD 104237. Owing to the non-standard shape of HAeBe spectral energy distributions (IR excesses, UV depletion), classical photometric determination of $T_{\rm eff}$ have to be considered with caution. Another frequently used method, the stellar parameter determination using Balmer lines had to be excluded because of core emission in the line and/or P Cygni profiles, but also on a technical side because of normalization problems for high-dispersion echelle spectra. Techniques based on line ratios for determining $T_{\rm eff}$ (see e.g. Sousa et al. 2010) could not be applied owing to the too few workable lines (see Subsect. 6.1.3). Photospheric lines of HD 104237 reveal additional broadening agents that are difficult to model, which led us to discard direct spectrum fitting.

Our finally adopted method consists of comparing the EW of selected lines present in our reference spectrum with those extracted from a fine 3D-grid of synthetic spectra (the dimensions being $T_{\rm eff}$, $\log g$ and iron abundance). The high activity level of this HAe star (emission, variability, line asymmetry) and its binarity make a reliable determination of fundamental parameters in this case very challenging.

6.1.1. Correction of the secondary's spectral contribution

Since our main goal was to determine the fundamental parameters of the primary component, we had to correct for the polluting spectroscopic contribution of the secondary component, HD 104237b. Indeed, although the secondary is more than 1 dex fainter than the primary component, it is also approximately 4000 K cooler and contributes with strong metallic absorption lines, leading to systematic contamination of primary lines and even lowering the continuum level in some parts of the spectrum. To free the observed spectrum from this effect, a synthetic spectrum corresponding to the secondary component's contribution was substracted from the observed spectrum. A χ^2 minimization indicated a likely secondary $T_{\rm eff}$ value of 4500 K. Still, residual systematic uncertainties of the monochromatic luminosity ratio and the intrinsic stellar parameter selection of the secondary do certainly persist and are difficult to take into account.

6.1.2. Construction of a 3D-grid of synthetic spectra

The fundamental parameter determination method we adopted required the construction of a 3-dimensional grid ($T_{\rm eff}$, $\log g$, $\log A_{\rm Fe}$) of synthetic spectra based on line catalogs provided by the VALD database as input of the SYNTH3 spectrum synthesis code (Kochukhov 2007), each spectrum covering a wavelength range from 4400 Å to 7000 Å. The SYNTH3 code assumes local thermodynamic equilibrium (LTE) and a plane-parallel hydrostatic stellar model atmosphere. For early-type stars input models are provided by the well-known Kurucz program suite. We selected solar abundance atmosphere models from the grid after checking that the effect of an input model that contains metallicities slightly different from solar is of secondary importance on the calculated synthetic spectrum.

The grid boundaries covered previously determined paramters: 7500 K $\leq T_{\rm eff} \leq$ 9500 K and $3.5 \leq \log g \leq 4.5$. Since it is not uncommon to find HAeBe stars that simultaneously show some elements in suprasolar abundance in their spectra, whereas other ones are subsolar (see e.g. Acke & Waelkens 2004) without a particular trend in terms of global metallicity, we decided to modify only the Fe abundance in our VALD requests. $\log A_{\rm Fe}$ values comprised between −4.84 and −4.00 seemed to be reasonable, i.e., of [Fe/H] values between -0.3 and +0.54 with respect to the solar Fe abundance given in VALD ($\log A_{\rm Fe_\odot}$ = -4.54). Typical values of $v_{\rm micro}$ found in the literature were 2-3 km s^{-1}(see e.g. Acke & Waelkens 2004; Guimarães et al. 2006; Catala et al. 2007). We therefore fixed a value of 2 km s^{-1}for the microturbulent velocity HD 104237. The resulting grid was refined by interpolating between the models that were initially spaced by steps of 250 K and 0.5 ($\log g$).

6.1.3. Photospheric line selection and EW measurements

The photospheric absorption lines retained for our study had to satisfy several selection criteria. Only lines were kept when they existed in all line lists of our grid above a minimum threshold. We excluded blends with other than iron lines, and avoided pollution by potential residuals of the secondary spectrum. Variable and emission lines were rejected. Lines had to

Table 4. Characteristics of absorption lines selected for the fundamental parameter determination. Column are: (1) central wavelengh, (2) ion, (3) excitation potential (eV), (4) log of statistical weight × oscillator strength of the line transition, (5) local mean S/N ratio, (6) observed equivalent width, (7) absolute and (8) relative uncertainty on the equivalent width.

λ_c (Å)	el.+ion.	χ_{eV}	$\log gf$	$\overline{S/N}$	EW_{obs} (mÅ)	σ_{obs} (mÅ)	σ_{rel} (%)
4485.675	Fe I	3.686	-1.020	217	16.1	2.6	15.9
4602.941	Fe I	1.485	-2.209	245	39.3	4.0	10.1
5049.819	Fe I	2.279	-1.355	268	51.9	3.9	7.6
5132.669	Fe II	2.807	-4.094	275	28.0	4.0	14.5
5393.167	Fe I	3.241	-0.715	289	46.7	3.1	6.6
5415.192	Fe I	4.386	0.642	285	97.9	4.4	4.5
5434.523	Fe I	1.011	-2.122	273	51.9	3.3	6.3
5576.089	Fe I	3.430	-1.000	272	35.2	3.5	9.8
6084.111	Fe II	3.199	-3.881	245	18.2	4.0	21.8
6400.000	Fe I	3.602	-0.290	238	51.3	4.7	9.2

be strong enough with respect to local noise to minimize relative uncertainties on EW and to be able to neglect residual contribution from very faint lines of the primary's and the secondary's spectra, inherent to the extraction threshold of VALD requests. As a result, we kept weak and moderatly strong lines ($15\,\text{mÅ} \leq EW_{obs} \leq 100\,\text{mÅ}$). Moreover, the nearby continuum of the line had to be free of emission components. We had to verify that selected lines cover a wide variety of excitation potentials, ionization stages, and wavelengths. Atomic parameters were verified, in particular $\log gf$ values (comparison with Fuhr & Wiese 2006 and Meléndez & Barbuy 2009). This rigorous selection resulted in a set of only ten spectral lines (eight Fe I lines and two Fe II lines) which are listed in Table 4.

Equivalent width measurements of our selected lines were carried out using a trapezoidal integration. For consistency, the identical extraction limits were used for the integration of a given line from the observed spectrum and the synthetic spectra. To extract errors on EW values, we assumed that they mainly came from local averaged photon noise (multiplied by the line integration width).

6.2. $T_{\rm eff}$, $\log g$, and Fe abundance determination

We then computed the degree of similarity between our observed spectrum and all synthetic spectra of our 3D-grid by means of the ten previously measured EW. A maximum-likelihood-estimation was performed by minimizing a reduced merit function $S_{\rm red}$ following Press et al. (1992).

A preliminary computation of the reduced merit function whithin the whole 3D-grid of synthetic spectra, whithout any additional constraint, yielded a $T_{\rm eff}$ value of 8775 K, a $\log g$ value of 4.2, and a $\log A_{\rm Fe}$ value of −4.25 , i.e. [Fe/H]= +0.29. With a confidence level of 68.3% we found the following uncertainties: 525 K on $T_{\rm eff}$, 0.7 on $\log g$ and 0.35 on $\log A_{\rm Fe}$. With a confidence level of 95.4% we determined the uncertainties to be 700 K on $T_{\rm eff}$ and 0.48 on $\log A_{\rm Fe}$, the low sensitivity to $\log g$ does not allow the determination of the 95.4% confidence level for $\log g$ within our parameter space.

The lack of selected lines is responsible for the quite large uncertainties in the 3D- parameter space. Therefore we added the additional physical constraint provided by the excitation potential: if $T_{\rm eff}$ is well determined, all spectral lines corresponding to a specified ion, and with a given excitation potential, should provide the same abundance determination. We therefore only kept stellar models yielding a zero $\pm1\sigma$ slope regression line (through the distribution $\log A_{\rm Fe} = f(\chi)$, with χ being the excitation potential). Recalculating a minimum value of the reduced merit function $S_{\rm red}$ for this subset of models yielded significantly more precise parameters: $T_{\rm eff}$= 8550 K, $\log g$= 3.9 and $\log A_{\rm Fe}$ = -4.38 ([Fe/H] = +0.16). Surface gravity $\log g$ is the less accurately determined stellar parameter because of the lower sensibility of the selected lines to this parameter. The results are shown in Fig.7 and summarized in Table 5.

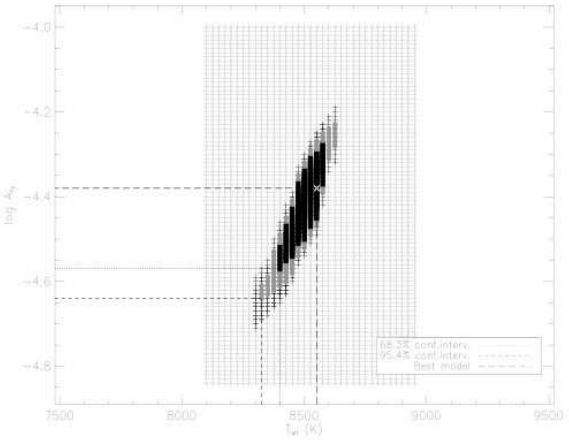


Fig. 7. 2D-repartition of the $S_{\rm red}$ values as a function of $T_{\rm eff}$ and $\log A_{\rm Fe}$. The white X represents the best model ($T_{\rm eff}$= 8550 K, $\log g$ = 3.9, $\log A_{\rm Fe}$ = −4.38). Boundaries are shown for the 68.3% and 95.4% confidence intervals. Gray crosses show the parameter space investigated, after selecting models that satisfied the excitation potential criterium.

Table 5. Fundamental parameters of HD 104237 determined in this study.

stellar param.	best model param. values	68.3% conf. int.	95.4% conf. int.
$T_{\rm eff}$ (K)	8550	±150	±225
$\log g$	3.9	±0.3	±0.4
$\log A_{\rm Fe}$	- 4.38	±0.19	±0.26

7. Discussion and conclusions

We presented an in-depth analysis of the prototype Herbig Ae star HD 104237. The star was previously identified as a PMS δ Scuti pulsator, and the comprehensive line profile analysis of the extended quasi-continuous high-resolution spectroscopic time series obtained at SAAO from April 22 - 26 1999 has confirmed the main frequencies that were discovered by radial velocity analysis in Böhm et al. (2004). For the first time, the less than 1.5 % continuum level variations of the equivalent photospheric LSD profiles were studied and a direct confirmation of the presence of at least one non radial pulsations could be performed. Based on a Fourier 2D analysis we identified the dominant mode as an azimuthal order m = ± 1, and a most likely ℓ value of 1 or 2. Since HD 104237 is a moderate rotator with $v \sin i$ of only 12±2 km s^{-1}it will be difficult to access to additional mode identifications in the future. A potential approach would be to organize multi-site continuous observations with significantly higher resolution echelle spectrographs, ideally with R ≥ 70000. On the mode identification aspect a modification of the FAMIAS code working with asymmetric photospheric profiles would be a great progress.

To prepare a forthcoming asteroseismic modeling of this particular star we needed to redetermine very precisely its fundamental stellar parameters. Because HD 104237 is a multiple system with a nearby spectroscopic binary companion, we decided to concentrate on the periastron night 12 of April 2000, present in our data set of spectra acquired at SAAO (and described in Böhm et al. 2004). To combine all spectra of this particular night into one high S/N reference spectrum, we developed an optimized spectral continuum determination tool. As a result, the reference spectrum had an S/N value of close to 400 per resolved element at 550 nm.

The detailed study of the fundamental stellar parameters has provided values of $T_{\rm eff}$ = 8550 ± 150 K, $\log g$ = 3.9 ± 0.3 and $\log A_{\rm Fe}$ = 4.38 ± 0.19 (i.e. [Fe/H]= +0.16 ± 0.19), the error bars corresponding to the 68.3% confidence interval. A particular effort was made for the statistically correct determination of the associated error bars. In a review of $T_{\rm eff}$ and $\log g$ determination methods, Smalley (2005) mentioned optimal error bars to be of ±100 K for $T_{\rm eff}$, ±0.2 for $\log g$ and on the order of 0.05 to 0.1 in abundance. Owing the high level of activity of HAeBe stars, and in the case our target star the spectroscopic binarity, it is very difficult to obtain a sufficiently large number of unpolluted, exploitable photospheric spectral lines of a given ion; the achievable uncertainties remain therefore fairly large. In addition, a wrong estimate of the contribution of the secondary, both in spectral class and in luminosity, might lead to systematic errors that are very difficult to take into account. However, we estimated these errors to be of secondary importance in our study.

Because the surface gravity was difficult to constrain in our spectroscopic approach, the associated luminosity ratio (based on the empirical mass-luminosity relation by Malkov 2007) was determined to be $\log (L_\star/L_\odot)$ = 1.59 ± 0.44, a value centered on the result by van den Ancker et al. (1998), whose authors determined $\log (L_\star/L_\odot) = 1.55^{+0.06}_{-0.05}$. In constrast, our spectroscopic effective temperature determination is significantly improved with $T_{\rm eff}$ = 8550 ± 150 K, again centered on the central value of van den Ancker et al. (1998), whose result was $T_{\rm eff}$ = 8500 ± 500 K, the latter error bars having been estimated. Our independent spectroscopic approach therefore tends to confirm the previously photometrically determined values by van den Ancker et al. (1998). Combining the two results would yield the following most likely fundamental parameters: $\log (L_\star/L_\odot) = 1.55^{+0.06}_{-0.05}$, corresponding to $\log g$ = 3.93 ± 0.09, and $T_{\rm eff}$ = 8550 ± 150 K. Fig. 8 shows well the intersection between our new results and previously determined parameters from van den Ancker et al. (1998). At this stage it is important to mention that error bars by van den Ancker et al. (1998) and Grady et al. (2004) might be largely underestimated.

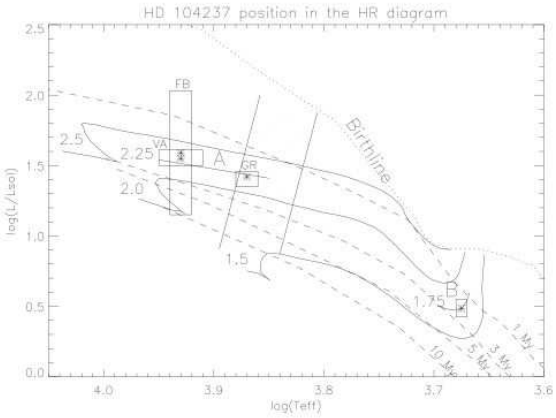


Fig. 8. New fundamental stellar parameters of the primary (A) component of HD 104237, located in the HR diagram of Böhm et al. (2004). The location of the secondary component HD 104237 b (B) is also indicated. The luminosity and effective temperature pairs reported in van den Ancker et al. (1998) (VA) and Grady et al. (2004)(GR) are shown in the diagram, including their *estimated* error bars, along with our new parameters (FB), associated with error with an 68.3% confidence interval. Evolutionary tracks (1.5,2.0 and 2.5 $M_\odot$) and isochrones are by Palla & Stahler (2001). The Marconi & Palla (1998) instability strip is represented by the shaded area.

Acke & Waelkens (2004) determined an iron abundance of [Fe/H]=+0.09 ± 0.19. Our new result of the abundance, [Fe/H]= +0.16 ± 0.19, confirms the conclusion that HD 104237 might be slightly overabundant. Vick et al. (2011) recently calculated self-consistent stellar evolution models in this mass range including atomic diffusion; they concluded that for mass loss ranges above $10^{-12}\,M_\odot yr^{-1}$ no surface abundance anomalies are expected. HD 104237 shows a very strong H_α line with a complex profile, which tends to indicate significantly higher mass loss rates, similar to other Herbig Ae stars showing typical mass loss rates on the order of $10^{-7} - 10^{-8}\,M_\odot yr^{-1}$ (see e.g. Bouret & Catala 1998). Taking these new simulations into account, we conclude on a close to solar iron abundance for HD 104237, which is clearly within the error bars of both studies.

We mention at this stage that several assumptions have been made in this study, on the modeling side (LTE, plane-parrallel spectrum synthesis), on the contribution of the faint secondary (ratio of black-body fluxes), on the threshold of line selection, interpolation of models in our grid, but also the assumed photospheric line formation region of our lines of interest, among others. Although these residual errors should be negligible for our study, further improvements on line selection and analysis, such as a combined treatment of blended lines, will lead to increasingly better constrained fundamental parameters in the future.

A forthcoming article (Fumel et al., in prep) will describe the asteroseismic modeling of the primary component of HD 104237.

Acknowledgements. The authors want to thanck N. Grevesse for interesting and fruitful discussions about stellar parameter determination and his critical advice

about atomic parameters. Warm thanks also to H. Carfantan for precious discussions about the statistically meaningful use of the χ^2 quantity and his advice concerning error bar determination in multiple dimension parameter spaces. Many thanks also to F. Lignières, P. Petit and P. Fouqué for their important comments on the approach we adopted. We acknowledge the Vienna Atomic Line Data base we used for our research work. Our thoughts are going to P. Reegen for his important contribution to time series analysis.

References

Acke, B. & Waelkens, C. 2004, A&A, 427, 1009
Anders, E. & Grevesse, N. 1989, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197
Baines, D., Oudmaijer, R. D., Porter, J. M., & Pozzo, M. 2006, MNRAS, 367, 737
Bertout, C., Basri, G., & Bouvier, J. 1988, ApJ, 330, 350
Böhm, T. & Catala, C. 1995, A&A, 301, 155
Böhm, T., Catala, C., Balona, L., & Carter, B. 2004, A&A, 427, 907
Böhm, T., Catala, C., Donati, J.-F., et al. 1996, A&AS, 120, 431
Böhm, T., Dupret., M. A., & Aynedjian, H. 2006, Mem. Soc. Astron. Italiana, 77, 362
Böhm, T., Zima, W., Catala, C., et al. 2009, A&A, 497, 183
Bouret, J.-C. & Catala, C. 1998, A&A, 340, 163
Breger, M. 1972, ApJ, 171, 539
Breger, M., Stich, J., Garrido, R., et al. 1993, A&A, 271, 482
Brown, A., Djie, H. R. E. T. A., Blondel, P. F. C., et al. 1997, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 121, IAU Colloq. 163: Accretion Phenomena and Related Outflows, ed. D. T. Wickramasinghe, G. V. Bicknell, & L. Ferrario, 448–+
Catala, C. 1988, A&A, 193, 222
Catala, C. 2003, Ap&SS, 284, 53
Catala, C., Alecian, E., Donati, J.-F., et al. 2007, A&A, 462, 293
Catala, C., Czarny, J., Felenbok, P., & Praderie, F. 1986a, A&A, 154, 103
Catala, C., Felenbok, P., Czarny, J., Talavera, A., & Boesgaard, A. M. 1986b, ApJ, 308, 791
Catala, C. & Kunasz, P. B. 1987, A&A, 174, 158
Catala, C. & Talavera, A. 1984, A&A, 140, 421
Donati, J., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, MNRAS, 291, 658
Dupret, M.-A., Böhm, T., Goupil, M.-J., Catala, C., & Grigahcene, A. 2006, Communications in Asteroseismology, 147, 72
Dupret, M.-A., Théado, S., Böhm, T., et al. 2007, Communications in Asteroseismology, 150, 59
Feigelson, E. D., Lawson, W. A., & Garmire, G. P. 2003, ApJ, 599, 1207
Fuhr, J. R. & Wiese, W. L. 2006, Journal of Physical and Chemical Reference Data, 35, 1669
Fumel, A., Dupret, M.-A., & Böhm, T. 2012, A&A, in prep.
Gilliland, R. L. 1986, ApJ, 300, 339
Grady, C. A., Woodgate, B., Torres, C. A. O., et al. 2004, ApJ, 608, 809
Guimarães, M. M., Alencar, S. H. P., Corradi, W. J. B., & Vieira, S. L. A. 2006, A&A, 457, 581
Herbig, G. H. 1960, ApJS, 4, 337
Hu, J. Y., Blondel, P. F. C., The, P. S., et al. 1991, A&A, 248, 150
Hu, J. Y., The, P. S., & de Winter, D. 1989, A&A, 208, 213
Iben, I. & Renzini, A. 1984, Phys. Rep., 105, 329
Iben, Jr., I. 1965, ApJ, 141, 993
Kennelly, E. J. 1994, PhD thesis, THE UNIVERSITY OF BRITISH COLUMBIA (CANADA).
Kennelly, E. J., Walker, G. A. H., Catala, C., et al. 1996, A&A, 313, 571
Kennelly, E. J., Walker, G. A. H., Matthews, J. M., & Merryfield, W. J. 1993, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 42, GONG 1992. Seismic Investigation of the Sun and Stars, ed. T. M. Brown, 359–+
Kochukhov, O. P. 2007, in Physics of Magnetic Stars, 109–118
Kupka, F., Piskunov, N., Ryabchikova, T. A., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 1999, A&AS, 138, 119
Kupka, F. G., Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 2000, Baltic Astronomy, 9, 590
Kurtz, D. W. & Marang, F. 1995, MNRAS, 276, 191
Kurtz, D. W. & Müller, M. 1999, MNRAS, 310, 1071
Kuschnig, R., Weiss, W. W., Gruber, R., Bely, P. Y., & Jenkner, H. 1997, A&A, 328, 544
Lenz, P. & Breger, M. 2005, Communications in Asteroseismology, 146, 53
Lignieres, F., Catala, C., & Mangeney, A. 1996, A&A, 314, 465
Luhman, K. L. 2004, ApJ, 616, 1033
Lyo, A.-R., Lawson, W. A., & Bessell, M. S. 2008, MNRAS, 389, 1461
Malkov, O. Y. 2007, MNRAS, 382, 1073
Marconi, M. & Palla, F. 1998, ApJ, 507, L141
Marconi, M. & Palla, F. 2004, in IAU Symposium, Vol. 224, The A-Star Puzzle, ed. J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, & W. W. Weiss, 69–79
Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, A&A, 365, 476
Meléndez, J. & Barbuy, B. 2009, A&A, 497, 611
Palla, F. & Stahler, S. W. 1990, ApJ, 360, L47
Palla, F. & Stahler, S. W. 1993, ApJ, 418, 414
Palla, F. & Stahler, S. W. 1999, ApJ, 525, 772
Palla, F. & Stahler, S. W. 2001, ApJ, 553, 299
Piskunov, N. E., Kupka, F., Ryabchikova, T. A., Weiss, W. W., & Jeffery, C. S. 1995, A&AS, 112, 525
Praderie, F., Catala, C., Simon, T., & Boesgaard, A. M. 1986, ApJ, 303, 311
Praderie, F., Felenbok, P., Czarny, J., Talavera, A., & Boesgaard, A. M. 1982, ApJ, 254, 658
Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing, ed. Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P.
Reegen, P. 2007, A&A, 467, 1353
Ripepi, V., Marconi, M., Bernabei, S., et al. 2003, A&A, 408, 1047
Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Kupka, F., & Weiss, W. W. 1997, Baltic Astronomy, 6, 244
Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, A&A, 358, 593
Smalley, B. 2005, Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, 8, 130
Sneden, C. A. 1973, PhD thesis, THE UNIVERSITY OF TEXAS AT AUSTIN.
Sousa, S. G., Alapini, A., Israelian, G., & Santos, N. C. 2010, A&A, 512, A13+
Testa, P., Huenemoerder, D. P., Schulz, N. S., & Ishibashi, K. 2008, ApJ, 687, 579
van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, A&A, 330, 145
van den Ancker, M. E., The, P. S., Tjin A Djie, H. R. E., et al. 1997, A&A, 324, L33
Vick, M., Michaud, G., Richer, J., & Richard, O. 2011, A&A, 526, A37+
Wade, G. A., Bagnulo, S., Drouin, D., Landstreet, J. D., & Monin, D. 2007, MNRAS, 376, 1145
Waters, L. B. F. M. & Waelkens, C. 1998, ARA&A, 36, 233
Zima, W. 2008, Communications in Asteroseismology, 155, 17
Zima, W., Wright, D., Bentley, J., et al. 2006, A&A, 455, 235
Zwintz, K. 2008, ApJ, 673, 1088
Zwintz, K., Marconi, M., Kallinger, T., & Weiss, W. W. 2004, in IAU Symposium, Vol. 224, The A-Star Puzzle, ed. J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, & W. W. Weiss, 353–358

C

Publication 2 : Petit, P., Lignières, F., Wade, G. A., Aurière, M., Böhm, T., Bagnulo, S., Dintrans, B., **Fumel, A.** et al. 2010, AA, 523, 41

Astronomy & Astrophysics manuscript no. vega˙zdi˙v2
August 24, 2010
© ESO 2010

arXiv:1006.5868v2 [astro-ph.SR] 23 Aug 2010

The rapid rotation and complex magnetic field geometry of Vega⋆

P. Petit[1], F. Lignières[1], G.A. Wade[2], M. Aurière[1], T. Böhm[1], S. Bagnulo[3], B. Dintrans[1], A. Fumel[1], J. Grunhut[2], J. Lanoux[4], A. Morgenthaler[1], and V. Van Grootel[1]

[1] Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, France
e-mail: petit@ast.obs-mip.fr, ligniere@ast.obs-mip.fr, auriere@ast.obs-mip.fr, boehm@ast.obs-mip.fr, amorgent@ast.obs-mip.fr, dintrans@ast.obs-mip.fr, aurelie.fumel@ast.obs-mip.fr, vvangroo@ast.obs-mip.fr
[2] Department of Physics, Royal Military College of Canada, PO Box 17000, Station Forces, Kingston, Ontario, Canada
e-mail: Gregg.Wade@rmc.ca, Jason.Grunhut@rmc.ca
[3] Armagh Observatory, College Hill, Armagh BT61 9DG, Northern Ireland, U.K.
e-mail: sba@arm.ac.uk
[4] Centre d'étude Spatiale des Rayonnements, Université de Toulouse, CNRS, France
e-mail: joseph.lanoux@cesr.fr

Received ??; accepted ??

ABSTRACT

Context. The recent discovery of a weak surface magnetic field on the normal intermediate-mass star Vega raises the question of the origin of this magnetism in a class of stars that was not previously known to host detectable magnetic fields.
Aims. We aim to confirm the field detection reported by Lignières et al. (2009) and provide additional observational constraints about the field characteristics, by modelling the large-scale magnetic geometry of the star and by investigating a possible seasonal variability of the reconstructed field topology.
Methods. We analyse a total of 799 high-resolution circularly-polarized spectra collected with the NARVAL and ESPaDOnS spectropolarimeters during 2008 and 2009. Using about 1,100 spectral lines, we employ a cross-correlation procedure to compute, from each spectrum, a mean polarized line profile with a signal-to-noise ratio of about 20,000. The technique of Zeeman-Doppler Imaging is then used to determine the rotation period of the star and reconstruct the large-scale magnetic geometry of Vega at two different epochs.
Results. We confirm the detection of circularly polarized signatures in the mean line profiles. The signal shows up in four independent data sets acquired with both NARVAL and ESPaDOnS. The amplitude of the polarized signatures is larger when spectral lines of higher magnetic sensitivity are selected for the analysis, as expected for a signal of magnetic origin. The short-term evolution of polarized signatures is consistent with a rotational period of 0.732 ± 0.008 d. The reconstruction of the magnetic topology unveils a magnetic region of radial field orientation, closely concentrated around the rotation pole. This polar feature is accompanied by a small number of magnetic patches at lower latitudes. No significant variability in the field structure is observed over a time span of one year.
Conclusions. The repeated observational evidence that Vega possesses a weak photospheric magnetic field strongly suggests that a previously unknown type of magnetic stars exists in the intermediate-mass domain. Vega may well be the first confirmed member of a much larger, as yet unexplored, class of weakly-magnetic stars now investigatable with the current generation of stellar spectropolarimeters.

Key words. stars: individual: Vega – stars: magnetic fields – stars: rotation – stars: atmospheres

1. Introduction

In a well-established picture, two distinct magnetic regimes exist in main-sequence stars of intermediate mass, with Ap/Bp stars hosting strong, structured magnetic fields (e.g. Wade et al. 2000, Aurière et al. 2007) while fields with large-scale components can be excluded above a level of a few gauss in other types of stars belonging to the same mass domain (e.g. Shorlin et al. 2002, Wade et al. 2006, Aurière et al. 2007, 2010). This simple picture was recently shaken by the detection of a weak magnetic field on the normal A star Vega (Lignières et al. 2009, hereafter L09), suggesting that a potentially significant fraction of A stars might display a similar type of magnetism that has so far escaped the scrutiny of observers because it was hidden under the detection threshold of stellar spectropolarimetric observations. In the face of such an exciting finding, the next step is then to confirm the field detection of L09 and gather further observational clues to help understand the origin of this previously unknown type of magnetic field.

Two main scenarios are usually proposed to account for the origin of stellar magnetic fields. The first option attributes a fossil nature to the magnetic field, in the sense that the field is inherited from star formation or an early convective evolutionary phase, the strength of which has been amplified during stellar contraction (e.g. Moss 2001). This first model is generally preferred to account for the strong magnetism of chemically-

Send offprint requests to: P. Petit

⋆ Based on observations obtained at the Bernard Lyot Telescope (TBL, Pic du Midi, France) of the Midi-Pyrénées Observatory, which is operated by the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de lUnivers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii.

peculiar stars, since it can be reconciled with the observed simplicity of their field geometries (dominated by a dipole), their diverse geometrical characteristics and the absence of correlation between stellar rotation and field strength (e.g. Hubrig et al. 2000). A second option invokes the continuous generation of the magnetic field through dynamo processes active either within the convective core (Brun et al. 2005) or in the radiative layers (e.g. Lignières et al. 1996, Spruit 2002).

To help identify a theoretical framework applicable for Vega, it is crucial to accumulate more information about its surface magnetic structure and about the temporal evolution of the photospheric magnetic distribution. We propose here to progress in this direction, using high signal-to-noise ratio (S/N hereafter) spectropolarimetric observations that we model using the Zeeman-Doppler Imaging technique (Donati & Brown 1997).

We divide our study as follows : (a) we describe the high-resolution, high S/N spectropolarimetric time-series obtained for Vega, from which we confirm the detection of a photospheric magnetic field; (b) we investigate the rotational modulation of Zeeman signatures and reconstruct a magnetic map of Vega for two observing epochs; (c) we compare the vector magnetic distribution of the two maps and report the absence of any significant evolution of the field structure within one year; (d) finally, we discuss this new observational information and summarize our main results.

2. Results

2.1. Observing material

The observational material employed in this study consists of high-resolution spectra obtained simultaneously in classical spectroscopy (Stokes I) and circularly polarized light (Stokes V) using the stellar spectropolarimeters NARVAL (Télescope Bernard Lyot, Observatoire du Pic du Midi, France) and ESPaDOnS (Canada-France-Hawaii Telescope, Hawaii). These two twin instruments provide full coverage of the optical spectral domain (370 nm to 1,000 nm) in a single exposure, at a resolving power of 65,000, with a peak efficiency of about 15% (telescope and detector included). They consist of a bench-mounted spectrograph (based on a dual-pupil optical design and stored in a double thermal enclosure for optimal wavelength stability), fibre-fed from a Cassegrain-mounted module where the polarimetric analysis is performed prior to any oblique reflection of the beam. A series of 3 Fresnel rhombs (two half-wave rhombs that can rotate about the optical axis and one quarter-wave rhomb) are employed to perform a very achromatic polarimetric analysis over the whole spectral domain. They are followed by a Wollaston prism which splits the incident light into two beams, respectively containing light linearly polarized perpendicular/parallel to the axis of the prism. The two beams produced by the Wollaston prism are imaged onto the two optical fibres that carry the light to the spectrograph. Each Stokes V spectrum is obtained from a combination of four sub-exposures taken with the half-wave rhombs oriented at different azimuths (Semel et al. 1993). The data reduction is performed by Libre-Esprit, a dedicated, fully automated software described by Donati et al. (1997) and implementing the optimal spectral extraction principle of Horne (1986) and Marsh (1989).

A total of 838 spectra was recorded from July 2008 to October 2009, during 4 different telescope campaigns. The first data set, taken with NARVAL during 4 consecutive nights in July 2008, is described by L09. To complement this first time-series, we have recorded another set of 80 NARVAL spectra in June/July 2009, followed by 316 ESPaDOnS spectra in September 2009 and 146 NARVAL spectra in October/November 2009. The observations of July 2008 and September 2009 dominate all other available data due to their dense temporal sampling over consecutive nights, by their high and homogeneous signal-to-noise ratio and by the large number of spectra collected at these two epochs (about 70% of the observing material at our disposal). For this reason, these two data sets will be preferentially used in the rest of our analysis. To ensure an optimal data quality in our study, we have discarded from our data sets all spectra in which a low S/N reveals significant atmospheric absorption or tracking problems. We have also ignored all spectra with significant solar contamination in the Stokes I parameter (observations collected close to sunrise). After cleaning up the data sets, we end up with a total of useful 799 spectra (Table 2.1). The integration time adopted for the four individual subexposures constituting the Stokes V sequences is varying from one observing run to the next, with values ranging from 4 sec in September 2009 to 16 sec in June 2009. To this shutter time, we must add another 120 sec for each Stokes V sequence, including readout time and rotation of the polarimetric optics. The total time spent to obtain a Stokes V spectrum is therefore comprised between 136 sec and 184 sec, depending on the observing run.

The Least-Squares Deconvolution technique (LSD; Donati et al. 1997) was applied to all spectra, extracting from each of the 799 spectra a mean line profile with enhanced S/N. Different line lists were employed to check the robustness of our results, but unless specifically mentioned hereafter, the line list used in this paper is identical to that presented by L09. The mask is based on a Kurucz atmospheric model with an effective temperature $T_{\rm eff} = 10,000$ K, a surface gravity $\log(g) = 4.0$ and a solar metallicity, yielding a total of about 1,100 atomic lines in the spectral window of NARVAL and ESPaDOnS. The resulting S/N of Stokes V LSD cross-correlation profiles is listed in Table 2.1.

2.2. Axi-symmetric magnetic component

We do not detect any Zeeman signature in any of the individual Stokes V LSD profiles, in agreement with the previous analysis of L09. As a strategy to further improve the S/N of our data and lower our detection threshold, we repeat the approach of L09 and calculate a weighted average of all LSD profiles obtained in each observing run. We therefore end up with 4 distinct averaged Stokes V profiles, plus grand average obtained by averaging all LSD profiles collected in 2008 and 2009 (Fig. 1, upper frame).

All averaged profiles show a polarized signal located around the central radial velocity of the intensity profile (about -13.7 km s^{-1}), although the signal detection is ambiguous for the two observing runs suffering from the highest noise levels. Using a χ^2 test similar to the one proposed by L09, the false-alarm probability of a detection is equal to 3×10^{-11} in July 2008, 3×10^{-1} in June 2009, 7×10^{-3} in September 2009, 10^{-1} in October 2009 and 10^{-15} in the grand average. Compared to the first averaged profile obtained in 2008, no statistically significant difference is observed in the signatures obtained during the 2009 observing runs. We emphasize that a similar signature is obtained using either NARVAL or ESPaDOnS data, and with or without inserting the Atmospheric Dispersion Corrector (ADC) in the beam prior to the polarimeter (observations from 2008 were taken without the ADC). The grand average LSD profile, obtained by grouping all available profiles together, has a noise level of $1.6 \times 10^{-6} I_c$ and displays a polarized signal antisymmetric about the line centre, with a peak-to-peak amplitude of

Table 1. Journal of observations.

Instrument	Date	no. spectra	subexp. time (sec)	Stokes V duration (sec)	Average S/N (LSD)
NARVAL	25 Jul. 08	33	6	145	20750 ± 3062
	26 Jul. 08	97	6	145	21705 ± 865
	27 Jul. 08	97	6	145	21549 ± 1943
	28 Jul. 08	30	6	145	17225 ± 1829
NARVAL	22 Jun. 09	5	16	185	16913 ± 874
	23 Jun. 09	6	16	185	29562 ± 1256
	27 Jun. 09	5	16	185	20776 ± 934
	04 Jul. 09	33	16	185	25596 ± 6128
	05 Jul. 09	31	16	185	26964 ± 3683
ESPaDOnS	08 Sep. 09	99	4	135	22190 ± 1428
	09 Sep. 09	82	4	135	22438 ± 1011
	10 Sep. 09	135	4	135	19304 ± 3099
NARVAL	26 Oct. 09	35	12	170	16829 ± 730
	27 Oct. 09	51	12	170	19855 ± 946
	31 Oct. 09	58	12	170	23561 ± 4674
	01 Nov. 09	1	12	170	17598
	03 Nov. 09	1	12	170	15990

Notes : from left to right, we list the instrument used for observing, the date, the number of spectra collected during the night, the exposure time of individual subexposures, the total duration of a Stokes V sequence (including detector readout and rotation of Fresnel rhombs) and the average and standard deviation of the S/N values of Stokes V LSD profiles across the night (calculated for spectral bins of 1.8 km s^{-1}).

$1.8 \times 10^{-5} I_c$. The full velocity width of the signature is about 20 km s^{-1}(or 10 velocity bins), showing that it is comfortably resolved by our instrumental setup.

By using another combination of the four sub-exposures constituting the Stokes V spectrum, it is possible to calculate a "null" line profile which should contain no stellar polarized signal and from which many spurious instrumental signatures can be diagnosed. Similarly to L09, we do not detect any significant spurious signature when running this control calculation (Fig. 1, lower panel), suggesting that most instrumental effects are kept below a limit of about $10^{-6} I_c$. Any significant spurious signature generated by a variability in the shape of Stokes I profiles (for instance, owing to the presence of stellar pulsations) can be ruled out by this test, since (a) its associated signal should show up in the control profile as well and (b) the line variability is unlikely to be confined to the line-center only, contrary to the observed Stokes V signal. A detailed investigation of Stokes I variability, based on the same observing material, is presented by Böhm et al. 2010 (in prep).

To further evaluate the proposed magnetic nature of the polarized signature, we calculate again the averaged Stokes V profile for the global data set, but this time we generate two distinct line-lists from our initial one, by defining a threshold in the Landé factor. The first sub-list contains all lines with a Landé factor $g \leq 1.2$, which yields a mean Landé factor $\bar{g} = 0.94$. The second one is built up from lines with Landé factors $g \geq 1.2$, yielding $\bar{g} = 1.51$. We note that the average wavelength of both line-lists used for comparison are quite similar (495 nm for the low $\bar{g}$, against 498 nm for the higher $\bar{g}$). The resulting Stokes V profiles are plotted in Fig. 2, after correcting the Stokes V parameters for the difference in line depth of about 10% observed in Stokes I. Signatures with similar shapes are derived from both line-lists, with a higher noise than previously observed while taking all available spectral lines in the analysis, because of the smaller number of spectral features used in the cross-correlation process. A difference in amplitude is visible between the two profiles, with a ratio of 1.72 between the peak-to-peak amplitudes obtained with the two masks (note that this difference cannot be taken as statistically significant, given the noise level). With a factor of 1.6 between the $\bar{g}$ values of the masks, the observed amplitude ratio is close to the ratio of landé factors, providing us with another hint in favour of the magnetic nature of the polarized signal.

As previously proposed by L09, we also compare averaged profiles obtained from the red and blue halves of the line-list alone (not pictured here), reaching the conclusion that red and blue profiles exhibit a similar signature. Here we propose to check further the robustness of the field detection by employing yet another line-list, obtained by cleaning up our initial line-list, in which the mismatch between the theoretical atmospheric model and the actual spectra can possibly reduce our detection accuracy. First, we remove from the analysis all atomic lines suffering from significant blending with broad lines (e.g. Balmer lines) or molecular bands. By doing so, the number of lines drops to about 600. We then adjust the line weights of the model to agree better with the observed weights and compute again LSD profiles with the new mask. In spite of a lower number of lines in the analysis, the outcome of this test is to enhance the fit of the observed spectrum, thanks to the better match between the modelled and observed spectral lines. The outcome is especially spectacular in Stokes I, where the rms deviation of the fit to the observed spectrum is divided by a factor of ≈ 2. In spite of the smaller number of spectral features used for cross-correlation, the more accurate line definition results in a marginally increased S/N of the Stokes V LSD profiles. The resulting Zeeman signature (not shown here) is consistent with that obtained using our initial mask.

Finally, we use the centre-of-gravity technique (Rees & Semel 1979) to derive an estimate of the longitudinal magnetic field from the Stokes I and V LSD profiles. The longitudinal field (expressed in gauss) is obtained through the equation :

$$B_l = -2.14 \times 10^{11} \frac{\int v V(v) dv}{\lambda_0 g c \int (I_c - I(v)) dv} \quad (1)$$

where v (km s^{-1}) is the radial velocity, λ_0 (nm) the mean wavelength of the line-list used to compute the LSD profiles (496 nm here), g the mean Landé factor (equal to 1.20) and c (km s^{-1})

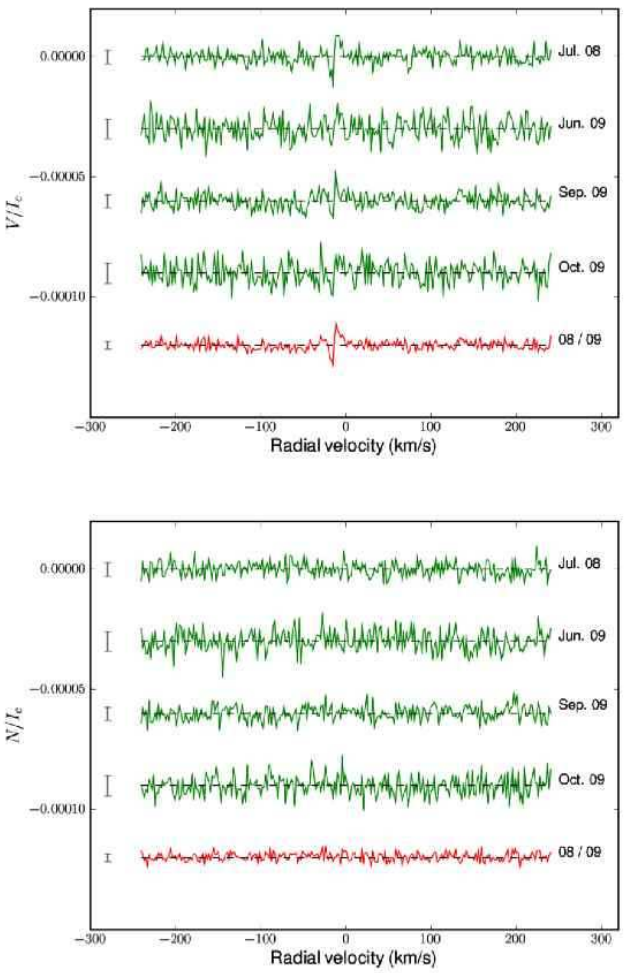


Fig. 1. Top panel : Averaged Stokes V LSD profiles of Vega for the various observing runs (green lines). The red line is obtained by averaging all 799 Stokes V profiles at our disposal. Note that successive profiles are shifted vertically for better clarity. The error bar corresponding to each profile is plotted at left. Bottom panel : same as upper part of the plot, for the "null" control profiles.

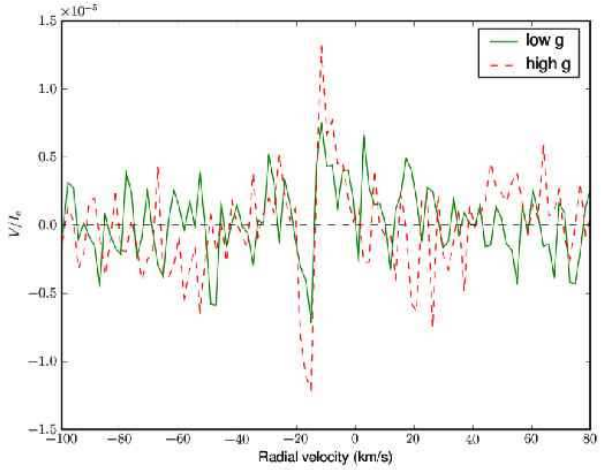


Fig. 2. Averaged Stokes V LSD profiles of Vega for different values of the Landé factor. The profile with a low Landé factor is plotted in green/solid line. The red/dashed line represents the effect of a line list with high Landé factors.

the light velocity. Choosing also a ± 30 km s^{-1} radial velocity range around the line center as integral boundaries, we get $B_l = 0.6 \pm 0.2$ G while considering all data together, in agreement with L09, except for a slightly sharper error bar. By running this estimate again after replacing the Stokes V line profile by the null profile, we obtain $B_l = 0.2 \pm 0.2$ G.

2.3. Zeeman-Doppler Imaging

To model the full time-series of Stokes V line profiles (without the previous restriction of considering phase-averaged profiles only), we make a model of a synthetic, spherical stellar surface divided into a grid of pixels, each pixel being associated with a local Stokes I and V profile. Assuming a given magnetic field strength and orientation for each pixel, local Stokes V profiles are calculated under the weak-field assumption, where Stokes V is proportional to $g.\lambda_0^2.B_\parallel.\partial I/\partial\lambda$. λ_0 is the average wavelength of the LSD profile (about 496 nm for Vega), $B_\parallel$ is the line-of-sight projection of the local magnetic field vector, g is the effective landé factor of the LSD profile (equal to 1.2) and $\partial I/\partial\lambda$ the wavelength derivative of the local synthetic Stokes I line profile (assumed to possess a Gaussian shape). We further assume that there are no large-scale brightness inhomogeneities over the stellar surface, so that all synthetic Stokes I profiles are locally the same over the whole visible photosphere. This last assumption is clearly wrong for Vega, where fast rotation is generating a significant gravity darkening (Takeda et al. 2008). However, several studies have already concluded that the content of magnetic maps issued from Zeeman-Doppler Imaging is mostly insensitive to the value of the input limb-darkening parameter (e.g. Petit et al. 2008), so that, by roughly behaving in a similar manner, the gravity darkening is also not a critical parameter since its influence is dominated by the projection effect that reduces the contribution of pixels located close to the stellar limb. A series of tests, using various approximate laws to describe the gravity/limb darkening, confirmed that this parameter does not affect significantly the results presented here. Finally, we chose to weight the amplitude of the local Stokes profiles for pixels located on the visible hemisphere according to a linear limb-darkening coefficient equal to 0.5 (Claret 2003). The central wavelength of each local profile is shifted according to the line-of-sight velocities of individual pixels, assuming $v.\sin i = 22$ km s^{-1} and $i = 7°$ (Takeda et al. 2008). We note that the low inclinaison angle implies that low-latitude regions are always seen close to the limb, so that the combined effect of geometrical projection, limb darkening and gravity darkening tend to limit their contribution to the line profiles and affect the reconstruction accuracy of low-latitude magnetic features.

Synthetic Stokes V profiles are computed for all observed rotation phases and compared to the observations. The model adjustment is iterative and based on a maximum entropy algorithm (Skilling & Bryan 1984). The version of the code used here makes a projection of the surface magnetic field onto a spherical harmonics frame (Donati et al. 2006), with the mag-

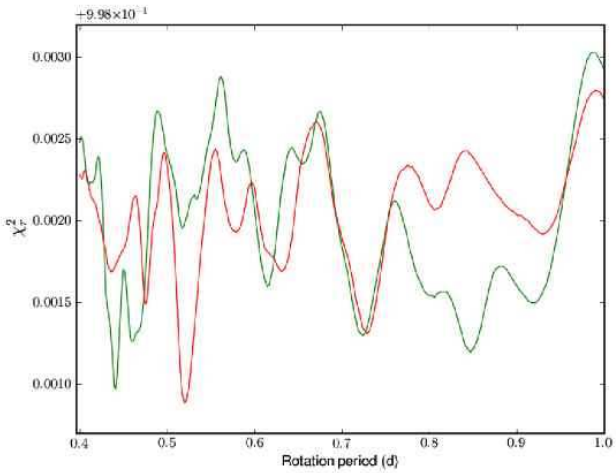


Fig. 3. Periodograms obtained from the NARVAL data set of July 2008 (green line) and from the ESPaDOnS observations of September 2009 (red curve). The numerical value 9.98×10^{-1} indicated on top left must be added to the values of the vertical axis.

netic field geometry resolved into its poloidal and toroidal component (Chandrasekhar 1961). We limit the spherical harmonics expansion to $\ell < 10$, since no improvement in the fit to the data is achieved by increasing further the maximum allowed value for ℓ.

2.4. Rotation period

The first step to reconstruct a relevant topology of the surface field consists in determining the stellar rotation period. To do so, we follow the approach of Petit et al. (2002) where a set of magnetic maps is calculated, assuming for each map a different value for the rotation period. We impose a constant entropy for all images and calculate a reduced χ^2 (χ^2_r hereafter) by comparing the set of synthetic Stokes V profiles produced by ZDI to the observed time-series of profiles. The resulting χ^2_r variations (plotted in Fig. 3) are recorded over the range of rotation periods to determine the period value producing the best magnetic model (identified by the lowest value of the reduced χ^2 goodness-of-fit parameter). Here, we scan 300 values of the period between 0.4 d and 1 d, a range that encompasses the various rotation periods already proposed in the literature (Aufdenberg et al. 2006, Takeda et al. 2008, Hill et al. 2010). Apart from fluctuations observed across the period span, the average χ^2_r value of our magnetic model is slightly different for the July 2008 and September 2009 data sets, with mean values of 0.89 and 0.94, respectively. To ease the comparison between both epochs, the resulting χ^2_r plots illustrated in Fig. 3 are compensated for this difference, so that the average of each curve on display is set to unity.

Several minima are observed in the periodograms obtained for each data set. In July 2008, the best fit is reached at a period of about 0.44 d. In September 2009, the best modelling is obtained for a period close to 0.52 d. Among the observed minima, only one is consistently recovered in both data sets, corresponding to a rotation period close to 0.7 d. This common χ^2_r minimum is the second deepest in September 2009 and the fourth in

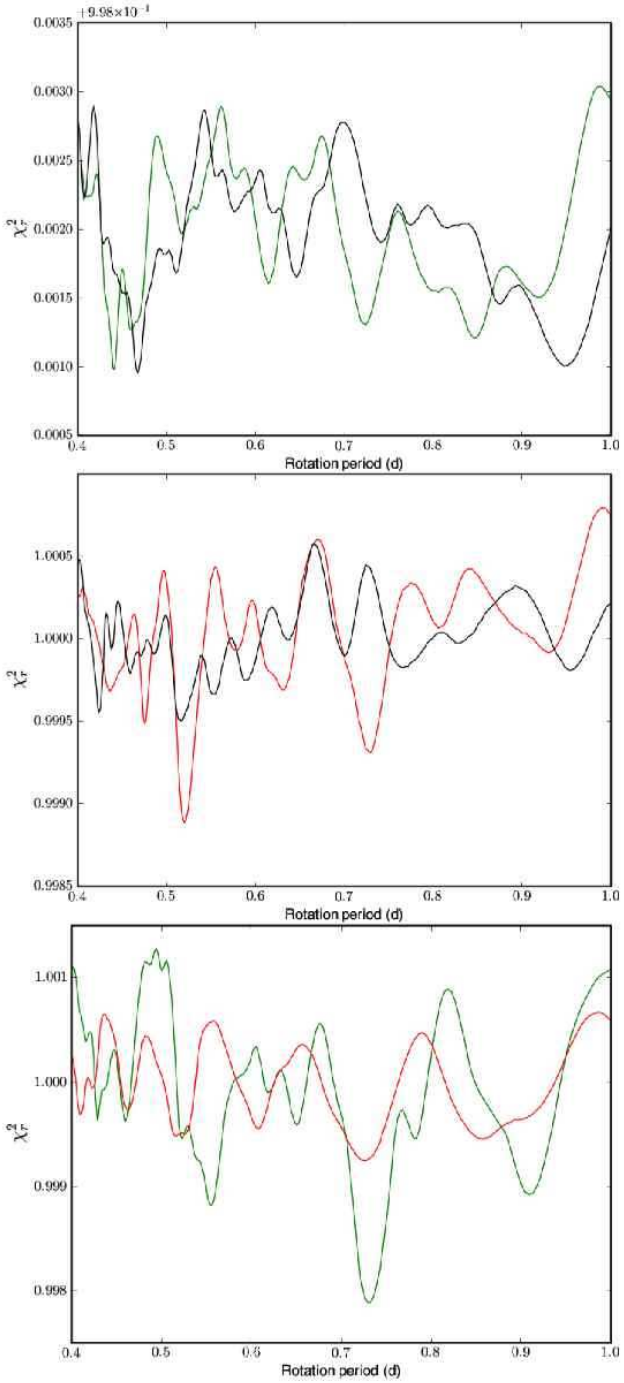


Fig. 4. Top panel : same as Fig. 3, but this time the periodogram for July 2008 (green line) is compared to a shuffled data set, in which each individual Stokes V profile has been randomly associated to the Julian date of another profile of the same time-series (black line). Middle panel : same as the upper part of the plot, but with observations of September 2009 (red line) and their shuffled counterpart (black line). Bottom panel : same as Fig. 3, but using two sets of fake Stokes V profiles computed by ZDI using our time-sampling of July 2008 and September 2009 (green and red lines, respectively).

July 2008. From the common minimum, we derive a rotation period of 0.725 ± 0.008 d in July 2008, against 0.729 ± 0.008 d in September 2009 (error bars are calculated according to Press et al. 1992). A similar period search, conducted after grouping all available data from 2008 and 2009, is strongly affected by the sparse observing window and remains unconclusive by exhibiting a dense forest of χ^2_r minima (not pictured here) over the same period range, with no preferred value of the period.

To estimate the possible impact that the time sampling adopted to acquire the data may have on the locations of the observed χ^2_r minima, we run again the same period search, but this time we shuffle the spectra by attributing to each spectrum the Julian date of another spectrum from the same time series, with a random date permutation. The outcome of this test is illustrated in Fig. 4. Using the shuffled time-series, we obtain again a series of χ^2_r minima over the period domain. The observed χ^2_r variations display a significant correlation between the shuffled and actual time series (with a correlation coefficient of about 0.3, translating into a false-alarm probability of correlation close to 10^{-8}), suggesting an actual impact of the observing window in our period search. The Pearson correlation coefficient obtained by comparing the actual periodograms is higher and equal to 0.39 (for a false-alarm probability of correlation of 10^{-12}). The χ^2_r minima recovered using the proper time-series are generally lower than those derived from the shuffled ones, showing that a better magnetic model is obtained using properly ordered observations (a good hint that usable rotationally-modulated signal is present in our data). No χ^2_r minimum is showing up around 0.7 d in the shuffled periodograms, suggesting that this feature is not an artifact generated by the time sampling.

Finally, to test further the robustness of our approach, we replace the observed polarized profiles by synthetic profiles computed by ZDI in the reconstruction of the two magnetic maps described below in Sect. 2.5. These two sets of fake profiles are computed assuming a same rotation period of 0.7319 d (see below) and for the same time-sampling as the observed data. We add a Gaussian noise to the new profiles, in order to simulate a S/N of 20,000 (in rough agreement with our observations). The periodograms derived from the fake observations are plotted in the lower panel of Fig. 4. The χ^2_r variations are, in this case again, organized in a series of minima, with a Pearson coefficient of 0.3 between the two data sets and a false-alarm probability of correlation equal to 10^{-8}. The χ^2_r minimum corresponding to the input period is showing up in both time-series, and this time this common minimum is the deepest at both epochs.

In the rest of the analysis, we adopt a value of 0.7319 d for the rotation period. This value is inside the error bars derived above and provides us with the best match between the reconstructed magnetic topology of the star at the two epochs (see below). We choose the Julian date JD = 2454101.5 (2007 January 01 at 00h00 UT) as phase origin.

2.5. Magnetic topology

In spite of the very weak Zeeman signatures produced by the photosphere of Vega, the detection of a preferred rotation period is a good hint that the large number of spectra involved in the present study can partly compensate for the relatively high noise content of the Stokes V profiles and carry some useful, rotationally-modulated magnetic signal that can be modelled by means of Zeeman-Doppler Imaging.

The magnetic maps reconstructed for July 2008 and September 2009 are displayed in Fig. 5 and 6, while the quality of data adjustment is illustrated in Fig. 7. The most recognizable

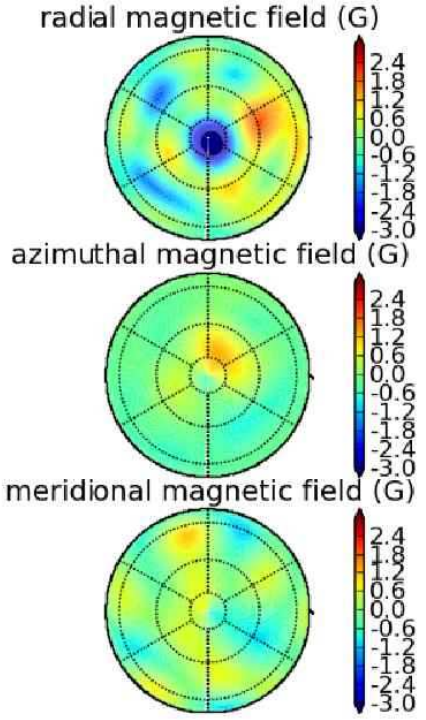


Fig. 5. Vectorial magnetic map of Vega for 2008 July, in polar projection. The 3 charts illustrate the field projection onto one axis of the spherical coordinate frame with the radial, azimuthal, and meridional field components. The magnetic field strength is expressed in gauss. The phase origin is set at the bottom of each chart and rotational phases are increasing in the clockwise direction.

structure on both maps is a spot of negative radial field centered on the visible pole, extending down to a latitude of 80 degrees and exhibiting a peak strength of about 5 G. This axisymmetric magnetic feature was anticipated by L09 from the shape of the phase-averaged Stokes V profile, where a negative Zeeman signature survives the averaging of observations corresponding to a large variety of rotational phases (showing that the magnetic feature producing the signature is approximtely axisymmetric), spanning a very limited range of Doppler velocities (i.e. concentrated over a small fraction of the stellar surface) and showing up very close to the line centre (as expected for a polar spot).

Apart from this prominent polar magnetic structure, other reconstructed magnetic regions are less obvious to identify when comparing both epochs. Considering the radial field component in both years, a large positive patch is consistently visible around phase 0.7, while the opposite field polarity dominates around phase 0.25. Magnetic features consistently recovered at the one year interval are also visible in the azimuthal magnetic component, where a positive field region is visible around phase 0.6 in both maps. The comparison is even harder for the meridional field component, apart from the highest latitudes where positive field shows up between phase 0 and 0.5, while the opposite polarity is confined to rotational phases larger than 0.5.

To help compare the two maps in a more objective and global way, we can estimate several numerical quantities reflecting some general properties of the surface field distribution and that can easily be derived from the spherical harmonic projection of the magnetic geometry. We first report a consistent

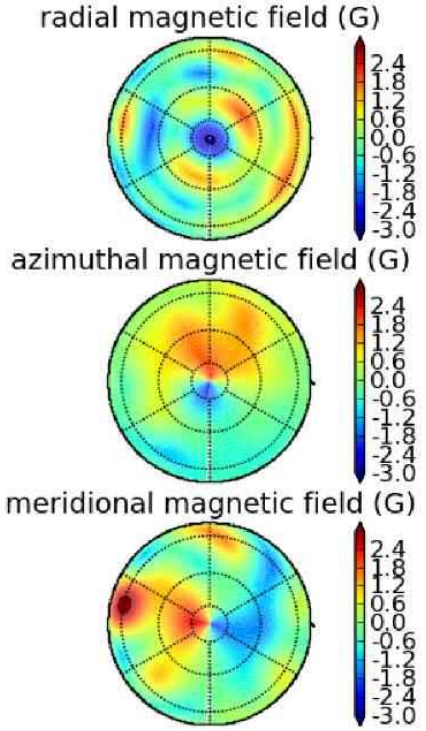


Fig. 6. Same as Fig. 5 for September 2009.

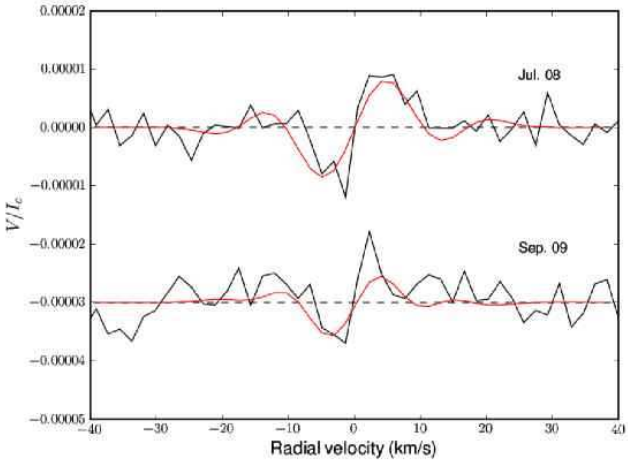


Fig. 7. Comparison between the observed averaged Stokes V LSD profiles and the synthetic averaged profiles of our magnetic model. The observations are illustrated in black (after correction for the average radial velocity of the star), while synthetic profiles are displayed in red.

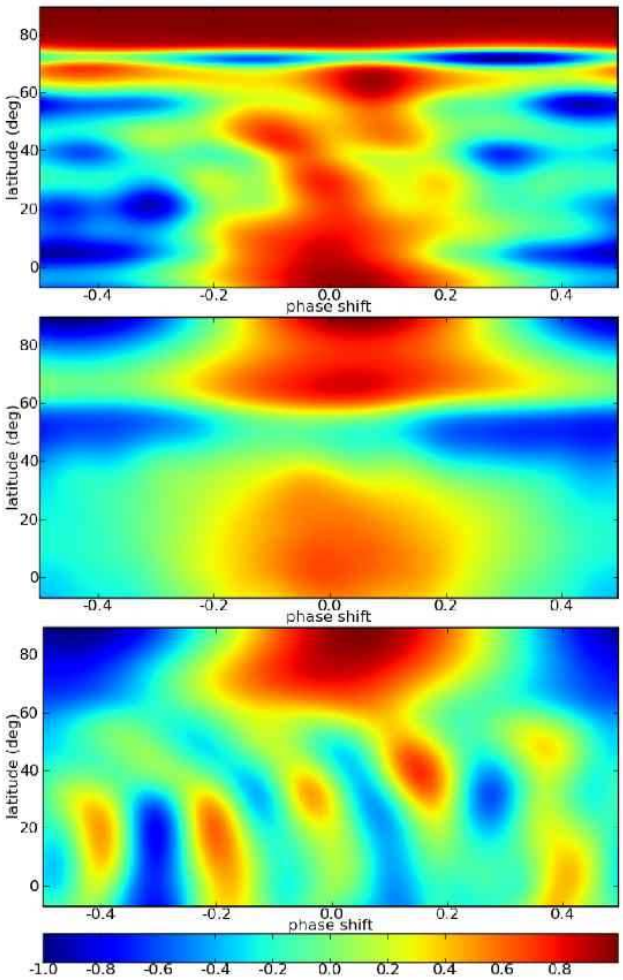


Fig. 8. Cross-correlation maps obtained from the comparison of the magnetic geometries reconstructed in July 2008 and September 2009. Results for each component of the magnetic vector are illustrated in a separate chart, with the radial, azimuthal and meridional components from top to bottom.

average surface field level at both epochs, with 1.0 G in 2008 and 1.4 G in 2009. The field geometry is mostly poloidal, with 78 ± 2% and 58 ± 7% of the magnetic energy reconstructed in the poloidal component in 2008 and 2009, respectively (the uncertainties are estimated through the reconstruction of several maps using different values of the input parameters, with $4° \leq i \leq 12°$ and 21 km s^{-1} $\leq v \sin i \leq$ 23 km s^{-1}, see Petit et al. 2008). Considering the poloidal field component alone, the dipolar term hosts about 23 ± 6% of the poloidal magnetic energy in 2008, versus 27 ± 16% in 2009. We reconstruct just 10 ± 3% (in 2008 and 2009) of the poloidal magnetic energy in the quadrupole, and 5±1% in the octupole. We therefore find that a significant amount of the poloidal magnetic energy is reconstructed in modes with $\ell \geq 4$, with 62% and 58%, respectively. Finally, we estimate the percentage of energy showing up in the axisymmetric field component (taking the poloidal and toroidal components into account), concluding that the field is very far from axisymmetry, with only 21 ± 2% and 33 ± 2% of the energy stored in modes with $m = 0$.

By replacing the rotation period of 0.7319 d deduced from our period search by the period of 0.525 d proposed by Aukdenberg et al. (2006), the reconstructed magnetic maps (not shown here) display a lower amount of magnetic energy in low-order poloidal components, with only 3% and 6% in the dipole (respectively for 2008 and 2009), 9% and 7% in the quadrupole, 5% and 4% in the octopole. The magnetic topology is also more axisymmetric, with 48% and 28% in modes with $m = 0$. Using

the period of 0.663 d proposed by Hill et al. (2010), the main difference with the map derived using our best period value is a higher fraction of the poloidal magnetic energy reconstructed in the dipolar term, with 55% and 84% (associated to a lower fraction of the energy in the quadrupole and octopole). The field distribution is also less axisymmetric with this rotation period, with 15% and 7% of the energy in $m = 0$. We note that, without any surprise, the polar magnetic region is consistently recovered using any of these rotation periods, since its axi-symmetric configuration does not produce any rotational modulation in its associated Zeeman signatures.

Another option to estimate the consistency of both maps, as well as a possible field evolution between the two epochs, consists in isolating strips of equal latitude in both maps to calculate their cross-correlation. The resulting cross-correlation maps obtained for each projection of the magnetic vector are plotted in Fig. 8. For the radial and azimuthal field components, a correlation parameter close to unity is achieved for a phase shift close to zero (at least if we ignore the intermediate-latitude domain of the azimuthal component), confirming that the maps computed from both independent data sets carry similar information (using the preferred rotation period proposed above). The correlation is also very good for the meridional field projection above latitude 60 degrees, but is much lower at low and intermediate latitudes (which is expected for a star with a low inclinaison angle, as stated in Sect. 2.3). The absence of any significant phase shift between both epochs suggests that the surface differential rotation, if any, is probably very weak on Vega, so that the photospheric magnetic structure was not significantly distorted by a latitudinal shear within 1 year.

3. Discussion and conclusion

Using 4 independent high-resolution spectropolarimetric data sets of Vega collected over more than one year with two different instruments, we confirm the detection of circularly-polarized signatures first reported by L09. The shape and amplitude of the signal show no significant differences between the successive observing runs, giving further support to a stellar origin of the signal. The lack of any detection in the diagnostic null spectrum, and the higher amplitude of the signature obtained while selecting photospheric spectral lines with a higher Landé factor, are strong evidences for a photospheric magnetic origin of this signal.

Periodic variations of the signal are observed in our data and are consistent with a rotation period of 0.732 ± 0.008 d. This period is close to the value of $\approx$ 0.733 d proposed by Takeda et al. (2008) from a careful modelling of individual spectral lines and the SED. This period is consistently recovered using two independent spectropolarimetric data sets, although this is not the only possible value if the different sets are considered individually. We do not find such repeated evidence in favor of the alternate value of $\approx$ 0.524 d proposed by Aufdenberg et al. (2006) from interferometric observations. The data adjustment is also slightly degraded while using the value of $\approx$ 0.663 d derived by Hill et al. (2010) from high resolution spectra. We infer that the stellar spin is close to a solid-body rotation, as suggested by the lack of evidence for any significant distortion of the magnetic field distribution over one year. New observations of Vega are obviously needed to further increase our temporal lever arm and better characterize the possible secular evolution of the magnetic field under weak large-scale motions (differential rotation or meridional flows).

The surface mapping of the magnetic field displays several striking differences while compared to magnetic geometries usually observed in magnetic intermediate-mass stars. Once averaged over the visible part of the stellar surface, the field strength does not exceed 1 G, while the observed large-scale fields of all Ap stars appear to be larger than a few hundred gauss at the magnetic poles (Aurière et al. 2007). Furthermore, in spite of the weakness of the observed Zeeman signatures, we find repeated hints that the field structure of Vega is more complex than the large-scale fields of chemically peculiar stars (e.g. Lüftinger et al. 2010), with about half of the poloidal magnetic energy reconstructed in spherical harmonics terms with $\ell > 3$ (except when using the rotation period of Hill et al. 2010). The complexity of this geometry is at odds with a fossil field hypothesis, since only low-order field geometries are expected to survive on long timescales. It could be argued that the young age of Vega (a few hundreds of Myr) could account for this complex field structure, but there is now growing evidence that strongly magnetic Herbig stars exhibit a very simple field topology (e.g. Alecian et al. 2008) whereas they are much younger than Vega (with typical ages of a few Myr for Herbig stars), confirming that the field topology we reconstruct is quite different from anything observed so far on intermediate-mass stars.

A complex field structure would be more naturally expected in the presence of dynamo action. Several clues gathered from our observations could be reconciled with a stellar dynamo, starting from the fast rotation that is a critical ingredient to trigger large-scale dynamos. In the case of a dynamo (core-dynamo or radiative envelope dynamo), the observed high-latitude spot of radial magnetic field could possibly be interpreted as the surface emergence of flux tubes expelled through magnetic buoyancy, with a transit across the stably-stratified layers progressively deflected towards the spin axis by the action of the Coriolis force (a mechanism already proposed to account for the high-latitude emergence of cool spots on rapidly-rotating cool stars, Schuessler et al. 1996).

Other information gained from the surface topology may help to distinguish between a core dynamo and a dynamo taking place in the radiative layers. We observe that, apart from the prominent polar magnetic region, a few other magnetic spots are reconstructed at lower latitudes (these low-latitude, non-axisymmetric magnetized regions are responsible for the rotational modulation of the Zeeman signatures). The observed surface location of these regions suggests they were emerging at the surface before experiencing an efficient polar deflection, implying that they may be formed in internal layers close to the photosphere, which tends to favor the radiative dynamo hypothesis against the core dynamo.

Considering the hypothesis of a core dynamo, we note that the buoyant rise time from the core can become much longer than the age of Vega for weakly magnetized flux-tubes (Moss 2001, MacGregor & Cassinelli 2003, MacDonald & Mullan 2004, Mullan & MacDonald 2005). The rise time is less problematic if taking place in the radiative envelope, as the magnetic field is generated higher in the stellar interior. Both the core and the radiative zone dynamo models involve a significant amount of differential rotation for the generation of a large-scale toroidal field, but provide few predictions about the expected surface flows. From our observations we can only argue that the global surface differential rotation seems to be very weak on the observable surface of the star, but the noise level in our data is too high to exclude the possible existence of photospheric zonal flows affecting only a fraction of the visible stellar hemisphere.

An important clue to distinguish between the fossil or dynamo hypothesis would be to investigate the long-term stability of the observed magnetic geometry, as a dynamo-generated field is likely to experience some temporal variability. Without any detected changes in the magnetic geometry over a timespan of one year, we suggest that a long-term monitoring of the star is critically needed to probe further the temporal evolution of the field and decide between the various theories at our disposal. Accumulating more spectropolarimetric observations of Vega (and decreasing further the noise level) will also help to tackle more detailed studies of its magnetic structure. In particular, future work may include the study of Zeeman signatures associated to specific chemical species, in order to investigate the possible correlation between the magnetic field geometry and the surface abundance inhomogeneities, a phenomenon already well documented for Ap/Bp stars (e.g. Hubrig et al. 2006, Briquet et al. 2010).

Finally, the high-S/N observation of a larger sample of normal intermediate-mass stars is of prime importance to establish the fraction of stars hosting a Vega-like magnetic field and determine the stellar parameters controlling the occurrence of such magnetism.

Acknowledgements

We thank the staffs of TBL and CFHT for their efficient help during these challenging observing runs. GAW acknowledges Discovery Grant support from the Natural Science and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and from the Department of National Defence (Canada) Academic Research Program. VVG acknowledges grant support from the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES, France). We are grateful to the referee, Dr Gautier Mathys, for comments that helped to clarify some aspects of this work.

References

Alecian E., et al., 2008, MNRAS, 385, 391
Aufdenberg J. P., et al., 2006, ApJ, 645, 664
Aurière M., et al., 2007, A&A, 475, 1053
Briquet M., Korhonen H., González J. F., Hubrig S., Hackman T., 2010, A&A, 511, A71
Brun A. S., Browning M. K., Toomre J., 2005, ApJ, 629, 461
Chandrasekhar S., 1961, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. International Series of Monographs on Physics, Oxford, Clarendon
Claret A., 2003, A&A, 401, 657
Donati J.-F., Brown S. F., 1997, A&A, 326, 1135
Donati JF, Semel M, Carter BD, Rees DE, Collier Cameron A (1997) Montly Notices of the Royal Astronomical Society 291, 658
Donati J-F, Howarth ID, Jardine MM, Petit P, et al., 2006, MNRAS, 370, 629
Hill G., Gulliver A. F., Adelman S. J., 2010, ApJ, 712, 250
Horne K (1986), Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 98, 609
Hubrig S., North P., Mathys G., 2000, ApJ, 539, 352
Hubrig S., González J. F., Savanov I., Schöller M., Ageorges N., Cowley C. R., Wolff B., 2006, MNRAS, 371, 1953
Lignières F., Petit P., Böhm T. & Aurière M., 2009, A&A 500, 41L
Lignieres F., Catala C., Mangeney A., 1996, A&A, 314, 465
Lüftinger T., et al., 2010, A&A, 509, A43
MacDonald J., Mullan D. J., 2004, MNRAS, 348, 702
MacGregor K. B., Cassinelli J. P., 2003, ApJ, 586, 480
Marsh TR (1989), Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 101, 1032
Moss D., 2001, ASPC, 248, 305
Mullan D. J., MacDonald J., 2005, MNRAS, 356, 1139
Petit, P., Donati, J.-F. & Collier Cameron, A., 2002, MNRAS 334, 374
Petit P., et al., 2008, MNRAS, 388, 80
Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, nrca.book,
Rees D. E., Semel M. D., 1979, A&A, 74, 1
Schuessler M., Caligari P., Ferriz-Mas A., Solanki S. K., Stix M., 1996, A&A, 314, 503
Semel M, Donati J-F, Rees DE (1993), Astronomy and Astrophysics, 278, 231
Shorlin S. L. S., Wade G. A., Donati J.-F., Landstreet J. D., Petit P., Sigut T. A. A., Strasser S., 2002, A&A, 392, 637
Skilling J., Bryan R. K., 1984, MNRAS, 211, 111
Spruit H. C., 2002, A&A, 381, 923
Takeda Y., Kawanomoto S., Ohishi N., 2008, ApJ, 678, 446
Wade G. A., Donati J.-F., Landstreet J. D., Shorlin S. L. S., 2000, MNRAS, 313, 851
Wade G. A., et al., 2006, A&A, 451, 293

D

Publication 3 : Fumel, A., Böhm, T. 2008, CoAst., 157,309

Comm. in Asteroseismology
Contribution to the Proceedings of the Wroclaw HELAS Workshop, 2008

Pulsational analysis of the Herbig Ae star HD 104237

A. Fumel & T. Böhm

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, 14 avenue E. Belin 31400 Toulouse, France. aurelie.fumel[at]ast.obs-mip.fr

Session: Poster
Individual Objects: HD 104237

Introduction

The pre-main sequence (PMS) stars of intermediate mass ($1.5-8\,M_{\odot}$), called Herbig Ae/Be stars (Herbig 1960), show signs of strong stellar activity (eg. Böhm & Catala 1995). The origin of this activity is not understood in the frame of current theoretical models of stellar evolution. We have growing evidence that the feeding energy source might be of internal stellar origin. This question still remains open, and it is a major concern for young stellar evolution to study the internal structure of these objects by means of asteroseismology.

HD 104237 is a particularly suitable target for such a study, since it is one of the brightest Herbig Ae stars known ($m_{\rm v} = 6.6$). Moreover, δ Scuti type pulsations have been discovered in that prototype star in the last years (Donati et al. 1997; Kurtz & Müller 2001; Böhm et al. 2004). An asteroseismological study of HD 104237 will enable us to better constrain the PMS instability strip investigated by Marconi & Palla (1998), which covers roughly the same area in the HR diagram as the δ Scuti stars. We have chosen to work with the HD 104237 high resolution spectroscopy data obtained in 1999 at the $1.9\mathrm{m}$ telescope of the South African Astronomical Observatory (SAAO) by Böhm et al. (2004). These authors obtained high quality radial velocity measurements which allowed them to detect for the first time by spectroscopic means multi-periodic oscillations in a PMS star. An accurate analysis of pulsations by high-resolution spectroscopy requires significant Signal to Noise Ratios (SNR). In order to make full use of the multiplex gain of more than 500 spectral lines, we work with equivalent profiles taking into account all the informations of the photospheric lines present in the spectrum by using the LSD method (Donati et al. 1997). For each night of the run SAAO 1999, we have computed the LSD profiles corresponding to the different obtained spectra.

Pulsational tomography of HD 104237

We have classified all photospheric lines following their depth of formation within the stellar photosphere of HD 104237 (LTE approximation) and studied the radial velocity pulsational behaviour of several groups. The detailed frequency analysis revealed the same three main frequencies and associated amplitudes as announced in Böhm et al. (2004). This indicates the absence of radial pulsational nodes within the studied radial area, ie. the absence of high radial order pulsations.

In addition we have gathered photospheric lines in function of different chemical elements, namely Fe (FeI + FeII), FeI, FeII and TiII. The analysis of the pulsational behaviour of these

groups of lines indicates that there is no significant difference between the groups, which is not in favour of a chemical stratification of the atmosphere of HD 104237, in opposition to what has been found eg. for roAp stars (eg. Ryabchikova et al. 2002; Kochukohov 2007).

Discovery of non-radial pulsations in HD 104237

In order to search for non-radial pulsations, the LSD profiles have been corrected of their corresponding HJD (Heliocentric Julian Date) radial velocity and recentered on their respective centroid (i.e. all radial velocity movements have been substracted). In order to better see the variations in these profiles, we have substracted a nightly averaged LSD profile (cf. Fig. 1). The variation pattern of the LSD residual profiles shows oscillations in the centroid and the wings, with amplitudes of less than 1.5% of the continuum. For the first time, we have direct spectroscopic indication of the presence of low degree non-radial pulsation in the spectrum of HD 104237. An analysis of 11 velocity bins centered on the individual radial velocity of each profile (from -22.5 km/s to +22.5 km/s) shows a phase opposition between the oscillations of the centroid and the oscillations of the wings of the residual profiles, indicative of non radial pulsations of low degree ℓ.

Acknowledgments. A. Fumel acknowledges the financial support granted by the *HELAS consortium*.

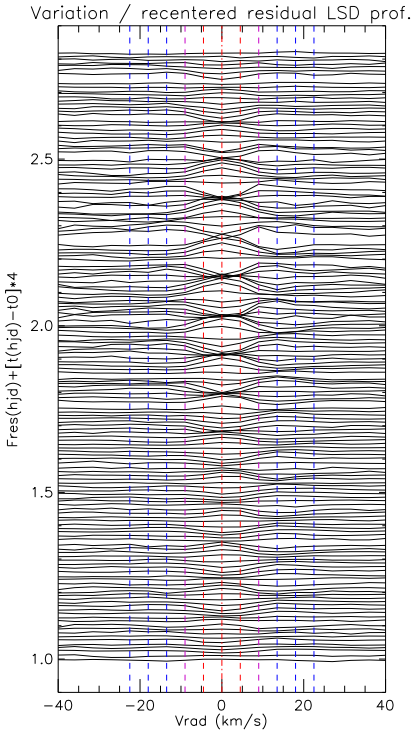


Figure 1: Dynamical spectrum of the HD 104237 LSD residual profiles. Clear indications of non-radial pulsations are observed.

References

Böhm, T. & Catala, C. 1995, A&A, 301, 155

Böhm, T., Catala, C., Balona, L., Carter, B. 2004, A&A, 427, 907

Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E. & Cameron, A. C. 1997, MNRAS, 291, 658

Herbig, G. H. 1960, ApJS, 4, 337

Kochukhov, O. 2007, CoAst, 150, 39

Kurtz, D. W., & Müller, M. 2001, MNRAS, 325, 1341

Marconi, M., & Palla, F. 1998, A&A, 507, L141

Ryabchikova, T., Piskunov, N., Kochukov, O., Tsymbal, V., Mittermayer, P., Weiss, W. W. 2002, A&A, 384, 545

E

Publication 4 : Fumel, A., Böhm, T. 2010, Astron.Nachr., 331, No.9-10(2010)/P50

Towards the asteroseismology analysis of the Herbig Ae star HD 104237

A. Fumel[1,⋆] and **T. Böhm**[1]

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

Key words non-radial pulsations, mode identification, fundamental parameters determination

Understanding the internal structure of pulsating Herbig Ae stars by the aim of an asteroseismological study will help us to constrain the origin of the tremendous activity, wind and variability observed in this group of pre-main sequence stars. The time-series analysis of the equivalent photospheric profiles of HD 104237 has revealed non-radial pulsations of low-degree ($\ell = 0$ or 1). We present a preliminary mode identification corresponding to the main detected frequency $f1 = 33.289\,\mathrm{c/d}$. In addition, as we need to constrain a stellar atmosphere model in order to simulate the pulsations of HD 104237, our aim is to determine accurately its fundamental parameters ($\mathrm{T_{eff}}$, log g, abundances); as this study is still in progress, we present our strategy.

© 2010 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

1 Context and previous work

The pre-main sequence (PMS) stars of intermediate mass (1.5 to 8 $\mathrm{M_\odot}$) called Herbig Ae/Be stars (Herbig 1960), show signs of strong stellar activity (e.g. Böhm & Catala 1995) whose origin is not understood in the frame of current theoretical models of stellar evolution. However, we have growing evidences that the energy needed to product this activity might be of internal stellar origin (see e.g. Palla & Stahler 1990, Vigneron et al. 1990). Magnetism is frequently invoked as being responsible for active stellar phenomena, but the position of Herbig stars in the HR diagram indicates that they are in the radiative phase of their contraction towards the main sequence (Palla & Stahler 1990, 1993); therefore, a classical dynamo mecanism can not be at work. Moreover, recent spectropolarimetric observations of Herbig stars indicate the presence of significant magnetic fields only in a small 10% fraction of them (Wade et al. 2007), these results being in agreement with the primordial fossil field hypothesis. Therefore this question remains open, and it is a major concern for young stellar evolution to study the internal structure of these objects. The only way of carrying out in detail such a study is the analysis and modelling of stellar pulsations, if observed. Since few years the existence of pulsating Herbig Ae stars is known (first discovery by Breger 1972). In 1998 Marconi & Palla investigated theoretically the existence of a PMS instability strip, which is being crossed by most of the PMS intermediate mass stars for a significant fraction of their evolution to the main sequence. This strip covers roughly the same area in the HR diagram as the δ Scuti variables, but its precise location has not yet been refind. As of today, about 30 Herbig Ae stars have revealed to be pulsating at timescale typical of δ Scuti stars (for a review see Catala 2003). Most of them have been studied in photometry, but only very few in spectroscopy (e.g. Böhm et al. 2004, 2009). Only high resolution spectroscopy enables us to study the weak variations induced by non-radial pulsations in the rotationally broadened photospheric line profiles.

1.1 Short presentation of HD 104237

HD 104237 is a very bright prototype Herbig Ae star. It is actually a multiple system (Feigelson et al. 2003) including a spectroscopic binary, whose primary component HD 104237 A is pulsating (Donati et al. 1997; Kurtz & Müller 2001; Böhm et al. 2004). The most important parameters of this star are summarized in Table 1. HD 104237 was observed in high resolution spectroscopy (R∼35000) in 1999 and 2000 at the 1.9m telescope of the South African Astronomical Observatory (SAAO) by Böhm et al. (2004). The resulting high quality radial velocity curve obtained allowed them to detect for the first time by spectroscopic means multi-periodic oscillations in a PMS star.

2 Spectral profile analysis

2.1 Discovery of non-radial pulsations in the photospheric profiles of HD 104237

The analysis of pulsations by high-resolution spectroscopy requires very high Signal to Noise Ratios (SNR). The best way to achieve this is to produce an equivalent deconvolved photospheric profile taking into account all the informations of the different photospheric lines present in the spectrum, and therefore to make full use of the multiplex gain of more than 500 spectral lines. One of the most fruitful methods is called LSD (Donati et al. 1997). In a first stage we concentrated our study on the data of the 25th of April 1999 due to a very good phase coverage during the night. In order to search for non-radial pulsations in the primary component, each computed LSD profiles has been rencentered on its rest

⋆ Corresponding author: e-mail: aurelie.fumel@ast.obs-mip.fr

© 2010 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

Table 1 Parameters of HD 104237. P represents the primary component and S the secondary component. References: [1] Böhm et al. 2004, [2] Donati el al. 1997, [3] Grady et al. 2004, [4] van den Ancker et al. 1998, [5] determinated from [4] $L_\star$ and $T_{\rm eff}$ values.

Parameters		References
Spectral type	P: A4V, A7.5Ve-A8Ve	[2], [3]
	S: K3	[1]
Brightness	$m_{\rm v} = 6.6$	
Mass	$M_{\rm P} = 2.3 \pm 0.1 {\rm M}_\odot$	[5]
	$M_{\rm P} = 2.3 \pm 0.1 {\rm M}_\odot$	[1]
	$M_{\rm S} = 1.7 \pm 0.1 {\rm M}_\odot$	[1]
	$M_{\rm P}/M_{\rm S} = 1.29 \pm 0.02$	[1]
Luminosity	$\log({\rm L}^{\rm P}_\star/{\rm L}_\odot) = 1.55^{+0.06}_{-0.05}$	[4]
	$\log({\rm L}^{\rm P}_\star/{\rm L}_\odot) = 1.42^{+0.04}_{-0.07}$	[3]
	$L^{\rm P}_{\rm bolo}/L^{\rm S}_{\rm bolo} \sim 10$	[1]
Temperature	$T^{\rm P}_{\rm eff} = 8500\,{\rm K}$	[4]
	$T^{\rm S}_{\rm eff} = 4750\,{\rm K}$	[1]
$v \sin i$ (P)	$12 \pm 2\,{\rm km.s}^{-1}$	[2]
Detected frequencies $({\rm d}^{-1})$	f_1: 33.289	[1]
	f_2: 35.606	
	f_3: 28.503	

wavelength, i.e. correcting for the binary orbital velocity. Moreover, HJD (Heliocentric Julian Date) have been calculated for each LSD profile. In order to better see the variations in these profiles, we have substracted a nightly averaged LSD profile. The result is shown in Fig.1. The timeserie of the LSD residual profiles shows variations with amplitudes of less than 1.5% of the continuum and indicates clearly the presence of several non-radial pulsations of low degree ℓ in this star. The multiplicity is revealed by the beating of the main oscillation during the night. The total profile width extends over 50 km/s showing the presence of important broadening agents other than rotation. The detailed description of this ongoing work will be published in Fumel & Böhm 2010.

2.2 Mode identification : Fourier 2D Method

A direct method of analysing these non-radial pulsation modes present in the LSD-spectra time series consists in applying the Fourier 2D method (Kennelly 1994; Kennelly et al. 1996), which compute a 2-dimensional Fourier transform (time, Doppler velocity). As a result, we obtain a representation of the data in a frequency-apparent $|m|$ space (see Fig. 2). The apparent $|m|$ is related to the structure of the modes present at the stellar surface, without being identical to the usual azimuthal order m. Apparent $|m|$ scales as ℓ+2 for values close to zero, as ℓ+1 for values lower than 10 and as ℓ for higher values (Kennelly 1994). Our results confirm the presence of low-degree non-radial pulsations with an apparent $|m|$ comprised between 1 and 4 indicating a degree l comprised between 0 and 2. A more in-depth analysis is currently been done on the whole data set, using the FAMIAS code (Zima 2006, 2008), but the highly asymmetric mean photospheric profile seen in HD 104237 adds complexity in the data analysis.

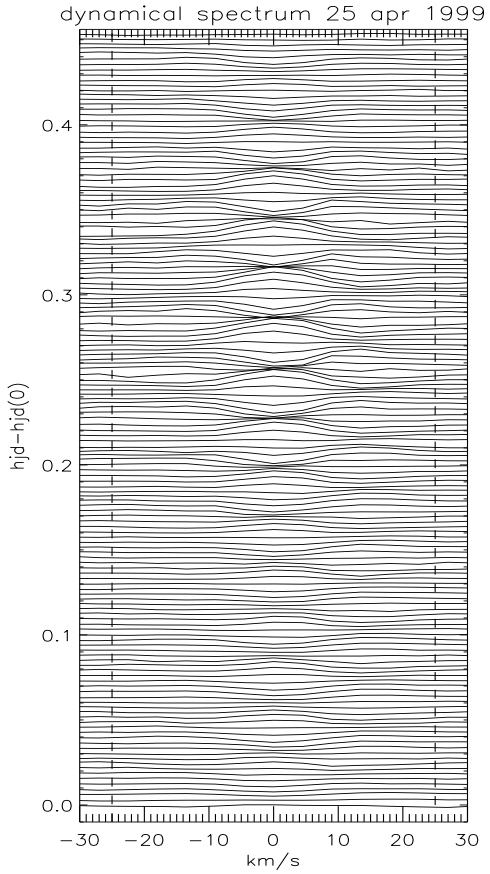


Fig. 1 Dynamical spectrum of recentered differential LSD profiles (night of the $25^{\rm th}$ of April 1999). The observed line profile variations do not exceed 1.5% of the continuum. The thin dashed lines show the approximate extension of the photospheric profile.

2.3 Optimized spectral continuum determination

A future modelling of the stellar oscillations of HD 104237 requires in a first step the precise redetermination of its fundamental stellar parameters. To do this, we need to determine reliably the equivalent width of choosen absorption lines (see Fumel & Böhm 2010). A perfect continuum normalization reveals to be crucial. The case of HD 104237 becomes more complicated because of its spectroscopic binarity that implies a pollution of the Primary (P) by the Secondary (S) spectrum. We have decided to concentrate on the data of the night close to periastron in which both spectra are well separated in velocity. As we work on echelle spectra, we carry out an individual normalization of each order. We perform the continuum normalization in 4 main steps:

– We extract 2 lists of absorption lines ($\rm T_{eff}$ =8500K for the P component and $\rm T_{eff}$ =4750K for the S component) from VALD Database; then we apply on these lists:
i) a selective criterion on the depth, taking into ac-

© 2010 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

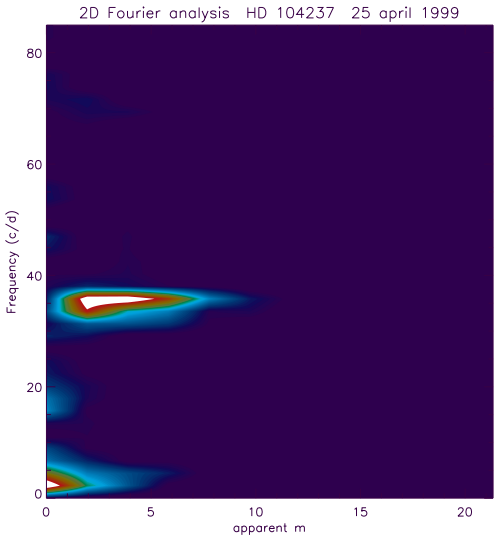


Fig. 2 F2D analysis of the primary component of HD 104237 for the night of Apr. $25^{\rm th}1999$.

count the relative luminosities of both components as a function of wavelengths assuming two blackbodies with temperatures equal to 8500 K and 4750 K,
ii) a criterion on the profile extraction width,
iii) elimination of specific areas whith emission, variable, telluric and Balmer lines and cosmic rays by sigma clipping,
iv) a shift of P and S wavelength lists by respective orbital velocities at the given time (all orbital parameters of the spectroscopic binary have been determined in Böhm et al. 2004).
As a result, we obtain the effective continuum locations and eliminate the other areas.

- Fit of a polynomial through the remaining points (with a χ^2 determination of the best degree of polynomial, lower than 5; see Fig. 3).
- Division of the observed spectrum by this optimized polynomial (see Fig. 4).
- Concatenation of the normalized orders ; the overlap between orders are taken into account through the following formula :

$$S_{tot} = \frac{S_i * SNR_i^2 + S_{i+1} * SNR_{i+1}^2}{SNR_i^2 + SNR_{i+1}^2} \quad (1)$$

where S_{tot} is the total flux resulting from the addition of two consecutive orders normalized flux S_i and S_{i+1}.
We then choose to center the resulting spectrum on the rest wavelength of the primary component.

2.4 Determination of T_{eff}, log g and abundances

Our strategy to carry out this study is as follows :

- to work on the sum of the spectra of the night in order to increase the SNR.

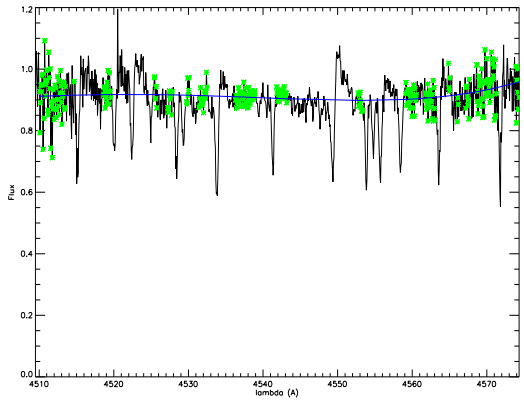


Fig. 3 Black line: raw spectrum; green line: selected continuum; blue line: fitted polynomial.

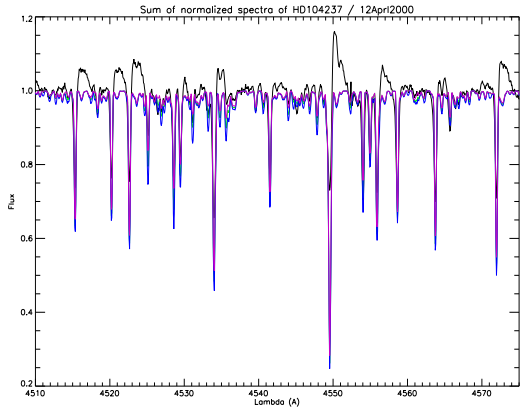


Fig. 4 Thick black line: sum of normalized spectra of the periastron night ($12^{\rm th}$ of April 2000); green, blue and violet lines: synthetic spectrum with $T_{\rm eff}$ = 8500, 8250 and 8750K respectively.

- to extract the Equivalent Width (EW) and the corresponding errors (systematic error due to the secondary component, SNR related error, etc.).
- to construct a 2-dimensional grid of synthetic spectra by means of line catalogs provided by the VALD database (Piskunov et al. 1997, Ryabchikova et al. 1997, Kupka et al. 1999, 2000) and of the SYNTH3 code (Kochukhov 2007).
- to study the line variability as a function of $T_{\rm eff}$ and log g.
- to select highly variable lines and determine the fundamental parameters by curve of growth, i.e. a log-log plot of line strength as a function of the number of absorbers, and line ratios for non-variating lines as a function of these different fundamental parameters.
- to proceed by iterations.
- finally, to valid our result with a fit of a synthetic profile.

This study will be described in Fumel & Böhm 2010. The next step will be the simulation of HD 104237 pulsations

© 2010 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

with CLES (Scuflaire et al. 2008), LOSC (Scuflaire et al. 2008) and MAD (Dupret et al. 2002a) codes.

3 Conclusion

As we want to better understand the origin of the paradoxal activity of the Herbig Ae stars, we need to investigate the location of the PMS instability strip and of its boundaries, and so to extend the sample of observed and studied Herbig Ae stars. Hence, first of all our aim is to carry out the complete analysis of one of them: the Herbig Ae star HD 104237. As a first step, following the previous studies on this star, our analysis of the dynamical spectrum of recentered LSD profiles corresponding to the 25th of April 1999 night spectra has lead to the discovery of multiple non-radial pulsations of low-degree ℓ in HD 104237. A preliminary mode analysis with the Fourier 2d method has indicated a degree ℓ value comprised between 0 and 2. A complete analysis of the time-series of the LSD residual profiles for all the nights of the SAAO run of 1999 and 2000 will be presented in Fumel & Böhm 2010. Finally, as a future modelling of these discovered pulsations requires first to redetermine the fundamental parameters of HD104237, we developed a very precise continuum normalization method, enabling us to determine reliably the equivalent width of choosen absorption lines. This work is in progress and will be fully described in Fumel & Böhm 2010.

Acknowledgements. We acknowledge VALD and the VALD Extract Stellar tool we used in our research work.

References

Böhm, T., Catala, C. 1995, A&A, 301, 155
Böhm, T., Catala, C., Balona, L., Carter, B. 2004, A&A, 427, 907
Böhm, T.; Zima, W.; Catala, C.; Alecian, E.; Pollard, K.; Wright, D. 2009, A&A, 497,183
Breger, M. 1972, ApJ, 171, 539
Catala, C. 2003, Ap&SS, 284, 53
Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., Cameron, A. C. 1997, MNRAS, 291, 658
Dupret, M.-A., De Ridder, J., Neuforge, C., Aerts, C., Scuflaire, R. 2002, A&A, 385, 563
Feigelson, E. D., Lawson, W. A., Garmire, G. A. 2003, ApJ, 599, 1207
Fumel, A., Böhm, T. 2010, A&A, in prep.
Grady, C. A., Woodgate, B., Torres, Carlos A. O., Henning, Th., Apai, D., Rodmann, J., Wang, Hongchi, Stecklum, B., Linz, H., Williger, G. M., Brown, A., Wilkinson, E., Harper, G. M., Herczeg, G. J., Danks, A., Vieira, G. L., Malumuth, E., Collins, N. R., Hill, R. S. 2004, ApJ, 608, 809
Herbig, G. H. 1960, ApJS, 4, 337
Kenelly, E. J. 1994, PhD., University of British Columbia
Kennelly, E.J, Walker, G.A.H., Catala, C., Foing, B.H., Huang, L., Jiang., S., Hao, J., Zhai, D., Zhao, F., Neff, J.E., Houdebine, E.R., Ghosh, K.K., Charbonneau, P. 1996, A&A, 313, 571
Kochukhov, O. 2007, Magnetic stars 2006, eds. I.I Romanyuk and D.O. Kudryavtsev
Kupka F., Piskunov N.E., Ryabchikova T.A., Stempels H.C., Weiss W.W. 1999, A&AS 138, 119-133
Kupka F., Ryabchikova T.A., Piskunov N.E., Stempels H.C., Weiss W.W. 2000, Baltic Astronomy, vol. 9, 590-594
Kurtz, D. W., Mller, M. 2001, MNRAS, 325, 1341
Lenz, P., Breger, M. 2004, IAUS, 224, 786
Marconi, M., Palla, F. 1998, A&A, 507, L141
Marconi, M., Palla, F. 2004, IAUS, 224, 69
Palla, F., Stahler, S. W. 1990, ApJ, 360, 47
Palla, F., Stahler, S. W. 1993, ApJ, 418, 414
Piskunov N.E., Kupka F., Ryabchikova T.A., Weiss W.W., Jeffery C.S. 1995, A&AS 112, 525-535
Ryabchikova T.A., Piskunov N.E., Kupka F., Weiss W.W. 1997, Baltic Astronomy, vol. 6, 244-247
Scuflaire, R., Montalban, J., Theado, S., Bourge, P.-O., Miglio, A., Godart, M., Thoul, A., Noels, A. 2008, Ap&SS, 316, 83
Scuflaire, R., Theado, Montalban, J., S., Bourge, P.-O., Miglio, A., Godart, M., Thoul, A., Noels, A. 2008, Ap&SS, 316, 149
van den Ancker, M. E., de Winter, D., Tjin A Djie, H. R. E. 1998, A&A, 330, 145
Vigneron, C., Mangeney, A., Catala, C., Schatzman, E. 1990, SoPh, 128, 287
Wade, G. A., Bagnulo, S., Drouin, D., Landstreet, J. D., Monin, D. 2007, MNRAS, 376, 1145
Zima, W. 2006, A&A, 455, 235
Zima, W. 2008, Comm. in Asteroseismology, 155

© 2010 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim